

**Design, Realisierung und Anwendung
hochfrequenter diffraktiv-optischer Elemente und
deren Kombination für neue mikrooptische
Module**

Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades
doctor rerum naturalium (Dr. rer. nat.)

vorgelegt dem Rat der Physikalisch–Astronomischen Fakultät

der

Friedrich–Schiller–Universität Jena

von

Dipl.-Phys. **TILMAN GLASER**

geboren am 1. 4. 1968 in Dresden

Gutachter 1.
2.
3.

Tag des Rigorosums

Tag der öffentlichen Verteidigung

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	4
2	Eigenschaften diffraktiver dielektrischer Strukturen in Transmission	7
2.1	Zur Definition verwendeter Begriffe	7
2.1.1	Grundbegriffe der Wechselwirkung elektromagnetischer Strahlung mit Materie	7
2.1.2	Grundbegriffe elektromagnetischer Wellen	9
2.1.3	Grundbegriffe optischer Gitter	12
2.1.4	Gitter–Anomalien	15
2.2	Bestimmung der Ausbreitungsrichtungen der Beugungsordnungen	16
2.3	Bestimmung der Beugungseffizienzen	18
2.3.1	Analytische Näherungen	18
2.3.2	Rigorese Beugungstheorien	23
2.4	Technologische Realisierung hochfrequenter Gitterstrukturen	26
3	Effiziente Strahlableitung mit hochfrequenten Gittern	29
3.1	Methoden hocheffizienter diffraktiver Strahlableitung	29
3.1.1	Hocheffiziente Strahlableitung bei senkrechtem Einfall	30
3.1.2	Hocheffiziente Strahlableitung bei Einfall unter BRAGG–Winkel	33
3.2	Binäre Gitter–Designs extremer Polarisationsabhängigkeit	38
3.3	Parametertoleranzen für das Design eines Polarisationsstrahlteilers	42
3.4	Experimentelle Ergebnisse	45
4	Form–Doppelbrechung binärer zero–order Gitter	49
4.1	Effektive Medium Theorie	50
4.1.1	Effektive Medium Theorie für senkrechten Strahleinfall	51
4.1.2	Antireflexeigenschaften von Subwellenlängenstrukturen	56
4.2	Designoptimierung eines $\lambda/4$ –Plättchens für konischen Strahleinfall	58
4.3	Experimentelle Ergebnisse zur Doppelbrechung	60
4.3.1	Single–order Gitter	60
4.3.2	Zero–order Gitter im nicht–konischen Aufbau	62
4.3.3	Zero–order Gitter im konischen Aufbau	63

5	Kombination hochfrequenter diffraktiv-optischer Elemente	68
5.1	Diffraktiver nano-optischer Schalter	68
5.1.1	Nachteil der Betrachtung ebener Wellen	69
5.1.2	Rigorese Simulation der Beugung von Gaußstrahlen	71
5.1.3	Experimentelle Ergebnisse	74
5.2	Diffraktiver optischer Isolator	75
5.2.1	Konzept und Modellierung	76
5.2.2	Experimentelle Ergebnisse	78
6	Zusammenfassung und Ausblick	81
A	Elektromagnetische Beugungstheorie	84
	Literatur	87
	Index	92

1 Einleitung

Das Licht. Wir sehen mit Licht, Pflanzen gewinnen ihre Energie aus Licht, Licht ist die Voraussetzung technologischer Entwicklungen in der Informationstechnologie und Telekommunikation, in der Medizin und Biotechnologie, für sensorische Anwendungen, zur Beleuchtung, zur Energiegewinnung, in der industriellen Fertigung und in vielen anderen Gebieten.

Die Bedeutung der Optik im 21. Jahrhundert lässt sich durch die Betrachtung der Historie eines der oben genannten Einsatzfelder voraussagen: der Informationstechnologie. Von der Übertragung der ersten Rauchzeichen bis zum MORSE-Code betrug die Modulationsgeschwindigkeit wenige Hz, die Datenraten wenige bit/s. Demgegenüber stehen heutige Pbit/s-Forderungen, die 10^{15} -fache Informationsmenge. Diese Entwicklung vollzog sich erst während der letzten Jahrzehnte. Der stetig wachsende Bandbreitenbedarf führte von MHz-Modulationsfrequenzen in den 60iger Jahren zur intensiven Erforschung metallischer Hohlleiter für GHz-Strahlung. Mit der Erfindung des Lasers und ersten Lichtwellenleitern im 200 THz-Bereich waren diese Untersuchungen obsolet. Heute sind Gbit/s-Datenraten für Übertragungen in Fasern Standard und bei Freistrahübertragung über hunderte Meter kommerziell erhältlich. Hierbei sind optische Bauelemente notwendig, die verlustfrei, schnell, passiv und hocheffizient der Strahlformung, -führung und -modulation dienen.

Neben der Informationstechnologie existiert heute bereits eine Vielzahl weiterer junger und expandierender Bereiche, in denen optische Komponenten zur verlustfreien und hocheffizienten Strahlführung dringend benötigt werden, z. B. bei der Materialbearbeitung mittels Laser, für photovoltaische Solarzellen, bei der Kernfusion, für hochreflektierende Verkehrszeichen und antireflektierende Fensterscheiben, in der Automobilindustrie u. a.

Diffraktive Gitterelemente sind prädestiniert, derartige Problemstellungen zu erfüllen. Gegenüber klassischen, meist refraktiven optischen Komponenten ergeben sich viele Vorteile: Die nahezu beliebige Wellenfrontmodifizierung mittels diffraktiver Elemente erlaubt die Realisierung komplexer Strahlformungsaufgaben. Hochfrequente Phasentransmissionsgitter können hierbei Beugungseffizienzen von 100 % erreichen. Ein für eine konkrete Strahlformungsaufgabe optimiertes Design ist für den Einsatz bei anderen Arbeitswellenlängen skalierbar. Werden funktionale dünne Schichten durch ein diffraktives Gitter realisiert, z. B. Spiegel-, Filter- oder Antireflexschichten, existieren keine Absorptions- und Haftungsprobleme. Oberflächenkorrigierte Gitter sind außerdem attraktiv, da durch Abformtechniken komplizierte Bauelemente in großen Stückzahlen preiswert auf großen Flächen hergestellt werden können.

Diffraktive Komponenten und Module mit Strukturgrößen deutlich größer der Wellenlänge sind seit vielen Jahren bekannt, ebenso holographische Volumengitter. Die theoretische Modellierung ist hier einfach, die technologische Realisierung wird beherrscht und Replikationsverfahren für große Stückzahlen sind für Oberflächenreliefstrukturen etabliert. In dieser Arbeit werden

hochfrequente oberflächenkorrugierte Gitter für den sichtbaren Wellenlängenbereich detailliert untersucht und für den Gebrauch als optisches Bauelement in Transmission optimiert. Als hochfrequente Gitter werden hier Strukturen bezeichnet, deren Periode und Tiefe beide in der Größenordnung der verwendeten Lichtwellenlänge liegen und deren Brechzahldifferenz zwischen Steg und Graben größer etwa 0,4 ist. Neben extrem hohen Beugungseffizienzen erlauben diese Gitter auch die Realisierung vollkommen neuer optischer Funktionalitäten, beispielsweise gechirpte Phasenmasken zum Einschreiben von Faser-Bragg-Gittern oder Gitter-Resonanz-Filter. Die Untersuchungen beschränken sich auf dielektrische Gittermaterialien.

Die theoretische Simulation des Beugungsverhaltens dieser Elemente ist sehr anspruchsvoll, die sich aus den MAXWELL-Gleichungen ergebenden Differentialgleichungen müssen numerisch gelöst werden. In den letzten Jahrzehnten wurden hierzu verschiedene Methoden entwickelt. Obwohl die diesen numerischen Methoden zu Grunde liegende Theorie seit langem bekannt ist, begrenzen die numerische Stabilität und langsame Konvergenz der mathematischen Lösungsverfahren sowie die Rechenzeit und der Speicherumfang heutiger Computer immer noch die Möglichkeiten der theoretischen Analyse. Daher ist eine experimentelle Verifikation theoretischer Simulationsergebnisse wesentlich. Für einen Vergleich von Experiment und Theorie ist wiederum die Kenntnis der geometrischen IST-Parameter des fertigen Gitters notwendig, es muss eine direkte Designcharakterisierung stattfinden. *Atomic force microscopy* (AFM) kann zur Vermessung der schmalen Gitterstege aufgrund der extremen Struktur Tiefen nicht verwendet werden. Rasterelektronenmikroskopie (REM) kann nur an den Bruchkanten zerbrochener Strukturen zur Designbestimmung genutzt werden. Daher wird das Gitterdesign in einigen Fällen bestimmt, indem von gemessenen Beugungseffizienzen und Phasenverschiebungen auf die Geometrieparameter des Gitters zurückgerechnet wird (für diese Gittertypen muss die Exaktheit der numerischen Lösungen zuvor sichergestellt werden). Die Lösung dieses Verfahrens ist jedoch nicht immer eindeutig.

Die technologische Realisierung ist eine Herausforderung. Mittels Elektronenstrahlolithographie können heute Strukturen mit Linienbreiten deutlich kleiner 100 nm geschrieben werden, mit Struktur Tiefen kleiner der Linienbreite. Derartige Gitterstrukturen mit Tiefen deutlich größer der Linienbreite zu realisieren, ist eine anspruchsvolle technologische Forschungsaufgabe. Die Abformbarkeit solcher hochfrequenter Gitterstrukturen, u. a. als *nanoimprinting* bezeichnet, wird wesentlich durch Bemühungen der Halbleiterindustrie zur Transistorherstellung befruchtet, steht jedoch noch am Anfang der Entwicklung.

Mit dem Ziel der Herstellung von Gittermodulen werden diese genannten Probleme detailliert untersucht. In Kapitel 2 werden dazu die notwendigen Grundlagen erläutert und alle im Rahmen der Arbeit wesentlichen Begriffe eingeführt. In Kapitel 3 werden unterschiedliche diffraktive Konzepte hinsichtlich ihrer Nutzbarkeit als hocheffizienter Strahlableiter diskutiert. Die als optimal ausgewählten binären oberflächenkorrugierten Gitterstrukturen werden in ihren

Beugungseigenschaften detailliert untersucht. Dabei konnten besonders beugungseffiziente Designparameter identifiziert und umgesetzt werden. Die experimentellen Ergebnisse werden mit numerischen Simulationsergebnissen verglichen. Ein besonderer Schwerpunkt liegt auf der Untersuchung der Abhängigkeit der Beugungseffizienz vom Polarisationszustand des einfallenden Lichtes und der Brechzahl des Gittermaterials. Kapitel 4 erläutert die Theorie zum Verständnis der Formdoppelbrechung von Gitterstrukturen. Die Ergebnisse genäherter analytischer Theorien werden mit numerischen und experimentellen Werten verglichen. Unter Nutzung dieser gewonnenen Kenntnisse werden in Kapitel 5 erstmals spezielle Probleme kombinierter Gitterstrukturen anhand zweier Module, eines optischen Schalters und eines optischen Isolators, diskutiert, deren Lösung vorgestellt und die Ergebnisse anhand experimenteller Werte verifiziert. Der Index stellt im Text verwendete Formelzeichen zusammen und gibt die Seite ihres ersten Auftretens an.

2 Eigenschaften diffraktiver dielektrischer Strukturen in Transmission

Einführend sollen einige physikalische Aspekte der Beugung von Licht auf mikroskopischer Ebene diskutiert sowie in der Arbeit verwendete Begriffe und Abkürzungen erläutert werden (§ 2.1). Es werden die Grundlagen zum Verständnis des Auftretens von Beugungsordnungen besprochen und darauf aufbauend deren Ausbreitungsrichtung im Raum hergeleitet (§ 2.2). Die wesentliche Frage der Beugungseffizienzen, d. h. der in die einzelnen Beugungsordnungen gebeugten Leistungsanteile, wird für einfache Gittergeometrien analytisch untersucht, um ein physikalisches Verständnis der Beugungserscheinungen zu ermöglichen. Für hochfrequente Gitterstrukturen jedoch müssen die sich aus den MAXWELL-Gleichungen ergebenden Differentialgleichungen numerisch gelöst werden. Wesentliche numerische Verfahren werden genannt sowie die den Rechnungen in dieser Arbeit zugrundeliegenden Theorien kurz angesprochen (§ 2.3). Der letzte Abschnitt nennt potentielle Herstellungsverfahren für hochfrequente Gitterstrukturen und gibt einige technologische Randbedingungen für die im Rahmen dieser Arbeit hergestellten Strukturen an.

2.1 Zur Definition verwendeter Begriffe

2.1.1 Grundbegriffe der Wechselwirkung elektromagnetischer Strahlung mit Materie

Die exakte Lösung der MAXWELL-Gleichungen (MWGLen) zur Fortpflanzung elektromagnetischer Wellen verlangt die Kenntnis der makroskopischen geometrischen Randbedingungen und der mikroskopischen elektrischen und magnetischen Materialeigenschaften, deren makroskopische Konsequenzen in der komplexen Dielektrizitätskonstante ϵ und der komplexen magnetischen Permeabilität μ zusammengefasst sind. Während der Ausbreitung einer elektromagnetischen Welle erfolgt eine Wechselwirkung mit allen anregungsfähigen Dipolen elektrischer und magnetischer Art, der Welle wird ununterbrochen Energie entnommen und nachfolgend wieder abgestrahlt. Dieser Vorgang wird im verallgemeinerten Sinn als **Streuung** bezeichnet [Hecht 1989]. Die Streuung ist der fundamentale physikalische Mechanismus für Reflexion, Brechung und Beugung. Gebundene und freie Ladungen können vor allem bei Frequenzen in der Nähe ihrer Resonanz Energie aus dem Feld aufnehmen und durch Stoßprozesse teilweise wieder abgeben, das Medium wird erwärmt, man spricht von **Absorption**. Eine exakte Betrachtung des Ausbreitungsproblems elektromagnetischer Strahlung in Materie, bezeichnet als OSEENScher Auslöschungssatz, ist extrem kompliziert (nachzulesen in Abschnitt 2.4.2 von [Born und Wolf 1997]).

In dieser Arbeit werden Materialien verwendet, die makroskopisch keine magnetischen Eigen-

schaften aufweisen, der komplexe Tensor der relativen magnetischen Permeabilität reduziert sich zu der reellen skalaren magnetischen Feldkonstante $\mu = \mu_0$. Die Wechselwirkung des am Ort \mathbf{r} mit der Kreisfrequenz ω einfallenden elektrischen Feldes $\mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega)$ mit Materie wird durch die komplexe Dielektrizitätskonstante $\epsilon(\mathbf{r}, \omega)$ erfasst, mit

$$\epsilon = \epsilon' + i \cdot \epsilon''.$$

ϵ' und ϵ'' bezeichnen den Real- und Imaginärteil. Der spektrale Verlauf der Dielektrizitätskonstante (die in der Regel nicht konstant ist) ist für Glas qualitativ in Bild 1 dargestellt.

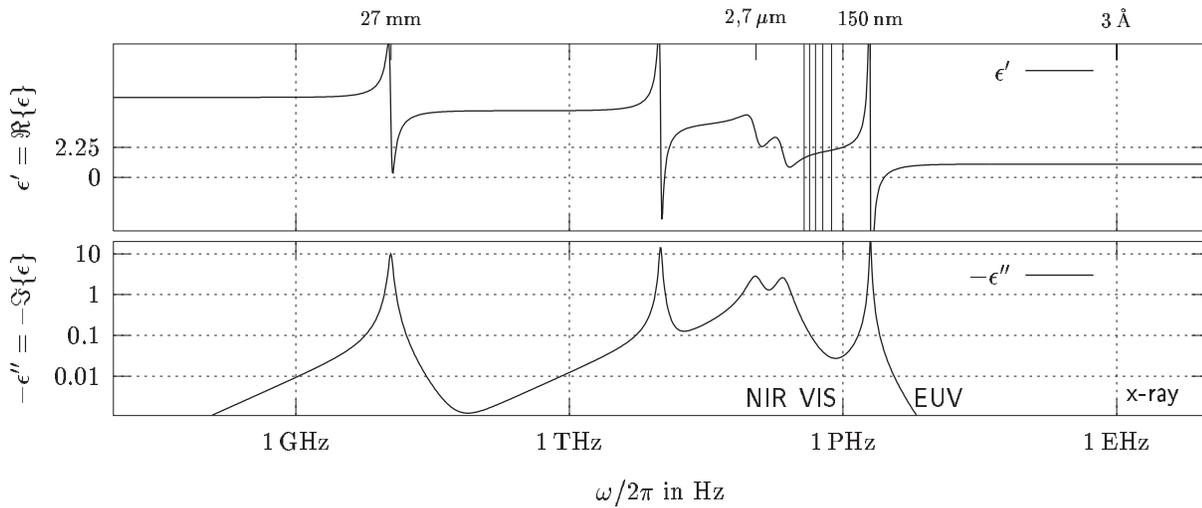


Bild 1: Materialdispersion. Darstellung der dielektrischen Funktion $\epsilon = \epsilon' + i \cdot \epsilon''$ (oben: Realteil; unten: negativer Imaginärteil) für ein Material, dessen Moleküle mehrere Resonanzen aufweisen.

Der qualitativ für amorphes Quarzglas (SiO_2) typische Kurvenverlauf wurde als Lösung der Standardgleichung für die gedämpfte Schwingung eines harmonischen Oszillators mit vier Resonanzfrequenzen berechnet: OH-Ionen-Absorption um $2,7 \mu\text{m}$ und erste Oberwelle bei $1,35 \mu\text{m}$; elektronische Absorption um 150 nm (Anregungsenergie gebundener Leitungselektronen $\sim 8,9 \text{ eV}$); optische Phononenresonanz bei etwa 10 THz und akustische Phononenresonanz bei etwa 11 GHz , diese Werte nach [Grau und Freude 1991]. Der diffuse Anteil der RAYLEIGH-Streuung ist nicht berücksichtigt. Zur Kennzeichnung des sichtbaren Spektralbereiches sind dort alle 100 nm senkrechte Linien im Realteil eingezeichnet.

Je nach Anregungsfrequenz erfahren im Material vorliegende permanente elektrische Dipolmomente ein mit der Frequenz des einfallenden Lichtes in der Richtung wechselndes Drehmoment oder es werden Momente induziert und zum Schwingen angeregt. Im sichtbaren Spektralbereich ist die Elektronenpolarisation der die MWGLen dominierende Mechanismus, wobei zwei Fälle bezüglich der Anregungsfrequenz des einfallenden Feldes ω unterschieden werden können:

- $\omega \ll \omega_0$:

Außerhalb der Resonanzfrequenzen ω_0 darf man sich die Elektronen, die bezüglich des massereichen ruhenden Kernes schwingen, als oszillierende elektrische Dipole vorstellen,

die mit der eingestrahnten Lichtfrequenz emittieren. Es existiert keine Phasenverschiebung zwischen treibendem Feld und den oszillierenden Dipolen, ϵ ist rein reell.

- $\omega \approx \omega_0$:

Kommt die anregende Frequenz in die Größenordnung der materialspezifischen Resonanzfrequenz, wird das einfallende Photon vollständig absorbiert und „hebt“ damit ein Elektron in einen angeregten Zustand. Je dichter Atome und Moleküle zusammenrücken, desto seltener erfolgt der Übergang vom angeregten in den Grundzustand durch Emission von Licht (Resonanzstrahlung), sondern wird in Form von Wärme dissipiert; man spricht von **ohmschen Verlusten**. Impuls und Energie werden auf das Kristallgitter übertragen (Phononen). Existieren frei bewegliche Leitungselektronen, so können diese Energie und Impuls von transversal magnetisch polarisiertem Licht zusätzlich in Form kollektiver Longitudinalschwingungen aufnehmen (Plasmonen).

Die in der Optik meist verwendete komplexe Brechzahl $n(\mathbf{r}, \omega)$,

$$n = n' + i \cdot n'',$$

ergibt sich aus der Dielektrizitätskonstanten gemäß $n^2(\mathbf{r}, \omega) = \epsilon(\mathbf{r}, \omega)$.

2.1.2 Grundbegriffe elektromagnetischer Wellen

Zur Beschreibung der Leistungsverteilung im Raum wird die elektrische Komponente des elektromagnetischen Feldes verwendet. Die Richtungskomponenten des einfallenden Feldes und der gebeugten Feldverteilungen werden durch **monochromatische Wellen** der Form

$$E(\mathbf{r}, t) = A(\mathbf{r}) \cdot e^{i(\varphi(\mathbf{r}) - \omega t)} \quad \text{mit} \quad \varphi(\mathbf{r}) = \varphi'(\mathbf{r}) + i \cdot \varphi''(\mathbf{r})$$

beschrieben. $A(\mathbf{r})$ und $\varphi(\mathbf{r})$ heißen Amplitude und Phase der Welle. Flächen mit $A(\mathbf{r}) = \text{const.}$ und $\varphi''(\mathbf{r}) = \text{const.}$ heißen Amplitudenflächen, Flächen $\varphi'(\mathbf{r}) = \text{const.}$ heißen **Phasenflächen**. Die Amplitude wächst am schnellsten in Richtung des Amplitudenvektors $\beta'' = \text{grad } \varphi''(\mathbf{r})$, die Phase wächst am schnellsten in Richtung des Phasenvektors $\beta' = \text{grad } \varphi'(\mathbf{r})$. Als **Ausbreitungsvektor** bezeichnet man die Größe

$$\beta = \beta' + i \cdot \beta'',$$

wobei $\beta = \beta' + i \cdot \beta''$ als Summe der Beträge von Phasenvektor und Amplitudenvektor definiert ist und bei Kenntnis der komplexen Brechzahl n zu $\beta(\mathbf{r}, \omega) = k_0 \cdot n(\mathbf{r}, \omega)$ bestimmt werden kann, $k_0 = 2\pi/\lambda$ ist die Wellenzahl des freien Raumes für Wellen der Wellenlänge λ . Als **Ausbreitungsrichtung** bezeichnet man die Richtung des normal auf den Flächen konstanter

Phase stehenden Phasenvektors β' . Die Geschwindigkeit der Phasenflächen (Phasenfront) in Ausbreitungsrichtung ist

$$v_{\text{ph}} = \frac{\omega}{|\text{grad } \varphi'|} = \frac{\omega}{\beta'} \quad \text{mit} \quad \beta' = |\beta'|$$

und wird als **Phasengeschwindigkeit** v_{ph} bezeichnet. Die Überlagerung mehrerer monochromatischer Wellen bildet eine Wellengruppe. Wellengruppen breiten sich mit der **Gruppengeschwindigkeit** v_{gr}

$$v_{\text{gr}} = \frac{d\omega}{d\beta}$$

aus.

Wellen werden nach der Form der Phasenflächen klassifiziert. Sind die Phasenflächen Ebenen, spricht man von **ebenen Wellen**. Koinzidieren Amplituden- und Phasenflächen, spricht man von **homogenen Wellen**. Für homogene ebene Wellen sind Ausbreitungsvektor und Phasenvektor identisch und reell. Es ist $\beta \cdot \mathfrak{E} = 0$ und $\beta \cdot \mathfrak{H} = 0$. \mathfrak{E} , \mathfrak{H} und β bilden ein orthogonales Dreibein, elektrisches und magnetisches Feld sind transversal und charakterisieren eine **transversale elektromagnetische Welle (TEM-Welle)**.

Sind Amplituden- und Phasenvektor nicht parallel, d. h. die Flächen konstanter Phase unterscheiden sich von den Flächen konstanter Amplitude, spricht man von **inhomogenen Wellen** oder auch **quergedämpften** oder in Richtung β'' **evaneszenten Wellen**.

Des Weiteren muss die Polarisation einer Welle charakterisiert werden. Der Polarisationszustand einer Lichtwelle **in einem festen Punkt im Raum** ist durch die zeitliche Bewegung des Vektors der elektrischen Feldstärke in einer Ebene senkrecht zur Ausbreitungsrichtung z einer Welle bestimmt. In jedem Raumpunkt beschreibt die Pfeilspitze im allgemeinen eine Ellipse in der xy -Ebene (vergleiche Bild 2).

Die elektrischen Felder in Richtung der Hauptachsen dieser **Polarisationsellipse** werden als primäres (\mathfrak{E}_p) und als sekundäres Feld (\mathfrak{E}_s) bezeichnet. Sind die Beträge E_p und E_s beider Felder gleich groß, entartet die Ellipse zu einem Kreis, es liegt **zirkular polarisiertes Licht** vor. Für $E_s = 0$ entartet die Ellipse zu einer Gerade, es liegt **linear polarisiertes Licht** vor.

Die Beschreibung des Polarisationszustandes dieser Lichtwelle ist durch unterschiedliche Parametersätze möglich. Beispielsweise charakterisieren die Winkel α und β° eindeutig einen Polarisationszustand. Der Winkel α misst die Neigung der Hauptachse gegen die y -Richtung. Die **Elliptizität**, ein Maß für die Öffnung der Ellipse, wird durch den Winkel β° (*ellipticity angle*) erfasst, mit¹

$$\tan \beta^\circ = \frac{E_s}{E_p}.$$

¹Um die für diesen Winkel übliche Bezeichnung *beta* beibehalten zu können, obwohl diese bereits zur Beschreibung der Wellenzahl Verwendung findet, wurde der Winkel durch ein Grad-Zeichen gekennzeichnet.

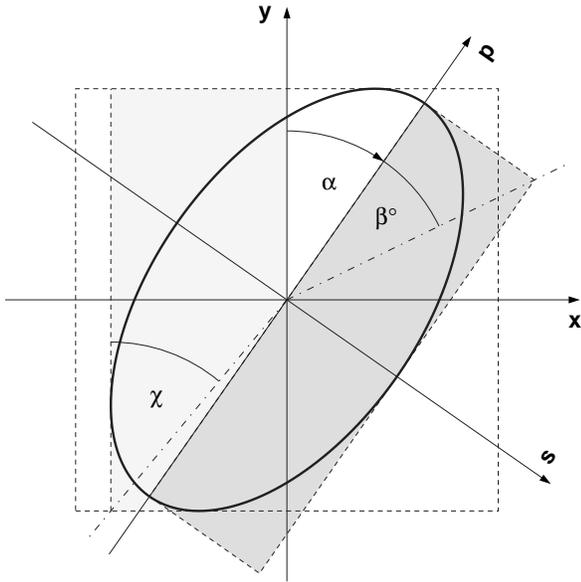


Bild 2: Polarisationsellipse: Der zeitliche Pfad des elektrischen Feldstärkevektors.

Für zirkular polarisiertes Licht gilt $\beta^\circ = \pm 45^\circ$, für linear polarisiertes Licht ist $\beta^\circ = 0^\circ$.

Ebenso kann der Polarisationszustand der Lichtwelle durch Komponenten der elektrischen Feldstärke in Richtung der x - und y -Achse und einer Phasendifferenz $\Delta\varphi = \varphi_{\text{TM}} - \varphi_{\text{TE}}$ zwischen diesen beiden Komponenten beschrieben werden. In diesem Fall ergibt sich der **Polarisationswinkel** χ zu:

$$\tan \chi = \frac{E_x}{E_y} = \frac{E_{\text{TM}}}{E_{\text{TE}}}.$$

Die **Impedanz** Z eines Mediums, auch komplexer **Feldwellenwiderstand** genannt, ist definiert als das Amplitudenverhältnis der elektrischen und der magnetischen Feldstärke:

$$Z = \frac{|\mathbf{e}|}{|\mathbf{h}|} = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} = \frac{1}{n} \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} = \frac{1}{n} \cdot Z_0 \quad \text{mit} \quad Z_0 = 2\pi \cdot 60 \Omega,$$

Z_0 ist die Impedanz des freien Raumes (vgl. [Saleh und Teich 1991], S.170). Die definitionsgemäß von der Polarisation des elektromagnetischen Feldes abhängige Impedanz ist damit umgekehrt proportional der für diese Polarisation wirksamen Brechzahl. Die Verwendung des Begriffes der Impedanz anstatt der Brechzahl vereinfacht u. a. die Diskussion von Antireflexionseigenschaften in Abschnitt 4.1.2.

Der Realteil des zeitgemittelten komplexen POYNTING-Vektors \mathfrak{S}

$$\mathfrak{S} = \frac{1}{2} \mathbf{e} \times \mathbf{h}^*$$

zeigt in Richtung des Phasenvektors β' (Wirkleistungsfluss), der Imaginärteil in Richtung des Amplitudenvektors β'' (Blindleistungsfluss). Der Stern kennzeichnet das konjugiert Komplexe der jeweiligen Größe.

Soll die Leistung im Fernfeld eines Beugungsgitters genutzt werden, interessieren die Ausbreitungsrichtungen im Raum und die in die einzelnen Beugungsordnungen gebeugten (Wirk-) Leistungsanteile.

2.1.3 Grundbegriffe optischer Gitter

Als Gitter bezeichnet man räumliche Variationen der Dielektrizitätskonstanten im Innern eines Trägermaterials (z. B. holographische Gitter, Faser-Bragg-Gitter) oder auf der Oberfläche einer Schicht oder eines Substrates (**oberflächenkorrigierte** Gitter oder auch Oberflächenreliefgitter). Die beugende (diffraktive) Wirkung kann durch Phasenmodulation, durch Amplitudenmodulation oder durch gleichzeitige Modulation von Phase und Amplitude des einfallenden Wellenfeldes hervorgerufen werden. Amplituden- oder Phasenmodulation können mittels dielektrischer, halbmolekularer, metallischer, flüssigkristalliner, photorefraktiver, magnetischer oder sonstiger Materialien erreicht werden. Es gibt diffraktive Elemente, die in Reflexion, in Transmission oder in Reflexion und in Transmission genutzt werden.

Hier sollen eindimensionale planare dielektrische Gitter in Transmission untersucht werden, die einzig die Phase des einfallenden Wellenfeldes modulieren. Diese Elemente sind besonders attraktiv, da für verlustfreie Materialien prinzipiell 100% der einfallenden Leistung transmittiert und damit für die gewünschte Strahlformungsaufgabe genutzt werden können. Bild 3 zeigt verschiedene oberflächenkorrigierte Gitter der Gittertiefe D .



Bild 3: Typen oberflächenkorrigierter Gitter: binäres symmetrisches Gitter (a), binäres asymmetrisches Gitter (b), geblatztes Gitter oder Echelette (c) und Stufengitter (d).

Die räumliche Gitterperiode Λ bestimmt den Betrag des Gittervektors $K = 2\pi/\Lambda$, der Gittervektor \mathbf{K} steht senkrecht auf den Gitterlinien. Ist die Gitterperiode in der Größenordnung der Wellenlänge λ , werden die Gitter als **hochfrequent** bezeichnet. Man spricht von **eindimensionalen** Gittern, wenn die Dielektrizitätskonstante in einer Raumrichtung periodisch moduliert ist, in dieser Arbeit ist es die x -Richtung. In y -Richtung ist die Struktur translationsinvariant. Zweidimensionale Gitter können in x - und in y -Richtung unterschiedliche Gitterperioden Λ_x und Λ_y aufweisen. Bei der theoretischen Analyse wird das optische Bauelement parallel der xy -Ebene in Schichten zerlegt, welche in dieser Arbeit mit dem Index j durchnummeriert sind. Das Superstrat oberhalb des Gitters, in der Regel Luft, ist mit $j = I$ gekennzeichnet, die brechzahlmodulierte Gitterregion mit $j = II$ und die darauf folgende Schicht mit $j = III$, in der Regel das Substrat.

Existiert bei rechteckförmigem Stegprofil nur eine Gittertiefe, spricht man von **binären** Gittern (Bild 3 a, b), verändert sich die Höhe oder die effektiv wirksame Brechzahl innerhalb einer Gitterperiode kontinuierlich, spricht man von **geblazten** Strukturen (Bild 3 c). Da die Herstellung geblazter Strukturen technologisch sehr aufwendig ist, werden kontinuierliche Oberflächenprofile oft durch mehrstufige Strukturen angenähert (Bild 3 d). Ist die Geometrie innerhalb einer Gitterperiode spiegelsymmetrisch, spricht man von **symmetrischen** Gittern (Bild 3 a), sonst von asymmetrischen Gittern (Bild 3 b). Weitere nicht-binäre, aber symmetrische Gitterprofile sind z. B. ein dreieckförmiges Gitterprofil oder das sich bei holographischer Belichtung und anschließender Entwicklung einer Lackstruktur ergebende sinus-quadrat-förmige Oberflächenreliefgitter. Gitter, die durch interferometrische Einschreibetechniken erzeugt werden, bezeichnet man als **holographische** Gitter.

Für binäre Gitter mit nur einem Gittersteg pro Gitterperiode ist der dimensionslose **Füllfaktor** f (oft auch als *duty-cycle* bezeichnet) als Quotient aus Stegbreite und Gitterperiode definiert (siehe Bild 3 a). Das **Aspektverhältnis** AR derartiger Strukturen, ein aus technologischer Sicht wesentlicher Parameter, ergibt sich zu

$$\text{AR} = \begin{cases} \frac{D}{f \cdot \Lambda} & : f \leq 0,5 \\ \frac{D}{(1-f) \cdot \Lambda} & : f \geq 0,5. \end{cases}$$

Trifft eine Lichtwelle unter dem **polaren Einfallswinkel** θ , gemessen von der z -Achse (Bild 4), auf eine Gitterfläche, ergeben sich durch Wechselwirkungen der am Gitter gestreuten Photonen bestimmte Raumrichtungen, in denen **gebeugte** Lichtwellen auslaufen². Diese werden im Fernfeld als **Beugungsordnungen** bezeichnet und in Reflexion und Transmission entsprechend der Darstellung in Bild 4 durchnummeriert. Das Vorzeichen wird hierbei in der Literatur uneinheitlich verwendet. Das ungebeugt transmittierte und reflektierte Licht wird auch als nullte Beugungsordnung bezeichnet (0T, 0R).

Weist der Ausbreitungsvektor β der einfallenden Strahlung wie in Bild 4 keine y -Komponente auf, $\beta = (\beta_x, 0, \beta_z)$, dann liegt der einfallende Strahl mit dem Normalenvektor des Gitters ϵ_z und allen gebeugten Ordnungen in einer Ebene, der Einfallsebene, man spricht von **klassischer Beugung**. Fällt polarisiertes Licht auf das Gitter, bezeichnet man Anteile mit der Schwingungsrichtung des elektrischen Feldes senkrecht auf der Einfallsebene als **transversal elektrisch (TE-)** polarisiertes Licht, Anteile mit der Schwingungsrichtung des magnetischen Feldes senkrecht auf der Einfallsebene als **transversal magnetisch (TM-)** polarisiertes Licht, der Schwingungsvektor des elektrischen Feldes liegt hier in der Einfallsebene³.

²Außer in Bild 4 findet das Vorzeichen des polaren Einfallswinkels nur bei der Lösung von Gleichungen Berücksichtigung. Bei numerischen Angaben wird stets der Betrag des Einfallswinkels angegeben.

³In der Literatur findet sich eine Vielzahl weiterer Bezeichnungen, wie s- („senkrecht“) und p-Polarisation („parallel“) oder \mathfrak{E} - und \mathfrak{H} -Polarisation. Leider ist hier jedoch die Zuordnung unterschiedlich, beispielsweise

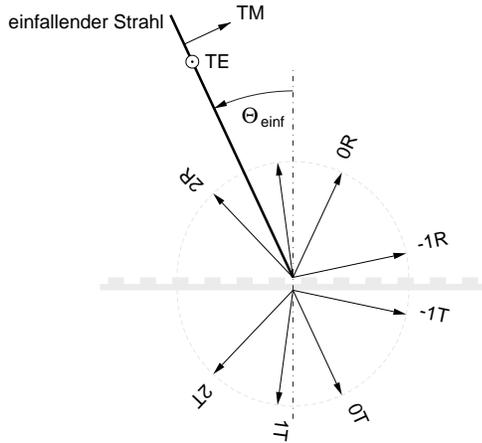


Bild 4: Bezeichnung der Beugungsordnungen für nicht-konischen Strahleinfall, dargestellt für einen polaren Einfallswinkel von $\theta_{\text{einf}} = -25^\circ$ am Beispiel eines dünnen Phasengitters. Die Berechnung der x -Komponenten der Ausbreitungsvektoren $\beta_{x,m} = \beta_{x,0} + m \cdot K$ erfolgt in einem Raum mit der Maßeinheit $1/m$: je kleiner die Gitterperiode, desto größer ist die Änderung der x -Komponente des Ausbreitungsvektors.

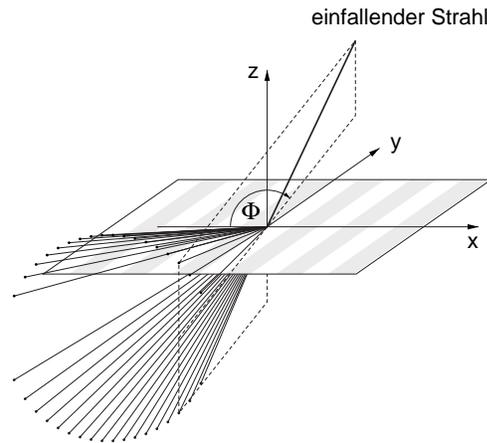


Bild 5: Gitter mit konischem Strahleinfall: Mit $\Phi = 70^\circ$ und $\lambda/\Lambda = K/k_0 = 1/20$ wurden ein großer Azimutalwinkel Φ und eine große Gitterperiode Λ gewählt, um die Lage der Beugungsordnungen auf einem Kegelmantel zu verdeutlichen ($\theta_{\text{einf}} = 70^\circ$). In Reflexion und Transmission propagieren die -15. bis zur +2. Beugungsordnung. Der gestrichelte Rahmen zeigt die Lage des einfallenden sowie der „ungebeugt“ transmittierten (0T) und reflektierten (0R) Strahlanteile im Raum.

Weist der Ausbreitungsvektor des einfallenden Strahles hingegen eine y -Komponente auf, wie in Bild 5, d. h. wenn die Einfallsebene nicht senkrecht auf den Gitterlinien steht, spricht man von **konischer Beugung**, da die reflektierten und transmittierten Beugungsordnungen sich auf einem Kegel (lat. *conus*) wiederfinden. Als Azimutalwinkel Φ wird der Winkel zwischen der Projektion des Ausbreitungsvektors der einfallenden Strahlung auf die Gitterebene und dem Gittervektor bezeichnet.

Sind beide Einfallswinkel, der Polarwinkel θ und der Azimutalwinkel Φ klein, und wenn jede ebene Welle signifikanter Amplitude im Winkelspektrum des gebeugten Feldes paraxial ist, so spricht man vom **paraxialen** Fall der Wellenpropagation in der diffraktiven Optik.

Wird der Einfallswinkel θ derart gewählt, dass die erste reflektierte Beugungsordnung in Richtung des einfallenden Strahles zurückläuft, spricht man von einem BRAGG-Aufbau und bezeichnet den Einfallswinkel als (ersten) BRAGG-Winkel θ_B . Wird die Gitterperiode derart gewählt, dass nur eine Beugungsordnung auftritt, bezeichnet man das Gitter als **single-order Gitter (SOG)**. Bei noch kleineren Gitterperioden, für die überhaupt keine Beugungsordnungen auftreten, spricht man von einem **zero-order Gitter (ZOG)** oder auch Subwellenlängen-Gitter

se bezeichnen [Haggans u. a. 1993a] TE-polarisiertes Licht als s-polarisiert und TM-polarisiertes Licht als p-polarisiert, in [Jull u. a. 1977] hingegen genau vertauscht.

(**SWG**). In erster Näherung kann man diese Gitterschichten als eine homogene Schicht einer Brechzahl betrachten. Da diese Brechzahl Werte annehmen kann, die so in der Natur nicht vorkommen, werden Subwellenlängen-Gitter [Stork u. a. 1991, Haidner 1994] folgend auch als künstliche Dielektrika (*artificial index grating* — **AIG**) bezeichnet, die effektive Brechzahl der Gitterschicht wird mit n_{AIG} gekennzeichnet⁴. Diese effektive Brechzahl n_{AIG} erweist sich als polarisationsabhängig, damit sind die an einem ZOG ungebeugt transmittierten und reflektierten Lichtstrahlen polarisationsabhängig, ein Effekt der als **Form-Doppelbrechung** bezeichnet wird.

2.1.4 Gitter-Anomalien

Als **Anomalie** oder Streu-Resonanz bezeichnet man die abrupte Änderung der in einzelnen Beugungsordnungen abgestrahlten Energie bei kontinuierlicher Veränderung von physikalischen Parametern wie der Wellenlänge oder dem Einfallswinkel.

WOOD beobachtete 1902 beim Betrachten einer Glühlampe in einem Gitter, das in einen Metallspiegel geritzt wurde⁵, scharfe helle und dunkle Linien im Beugungsspektrum [Wood 1902]. Obwohl Lord RAYLEIGH bereits 1907 schreibt: “... *what may almost be called discontinuities in the distribution of the brightness ...*” [Rayleigh 1907], hat sich der von WOOD 1902 eingeführte Begriff der „Anomalie“ für diese natürlichen Phänomene bis heute erhalten, selbst zur Bezeichnung eines schmalbandigen Filtereffektes auf Gitterbasis.

Man unterscheidet zwei Arten von WOOD-Anomalien: den **RAYLEIGH-Typ** (die „klassische“ Anomalie) und den **Resonanztyp**.

RAYLEIGH-Anomalien treten bei RAYLEIGH-Wellenlängen (für eine feste Wellenlänge entsprechend über der Gitterperiode) auf, wenn eine höhere propagierende Beugungsordnung gerade streifenden Einfall zeigt. Anschaulich ist klar, dass in diesem Moment eine Umverteilung der verfügbaren Gesamtenergie unter den abgestrahlten Beugungsordnungen stattfinden muss.

Resonanz-Anomalien treten auf, wenn eine einfallende ebene Welle phasenangepasst an eine von der Gitterschicht unterstützte Leckwelle ist. Für Bündel endlichen Querschnitts ergeben sich, wenn diese Phasen Anpassung vorliegt, weitere Konsequenzen für die gebeugten Strahlen: es tritt ein lateraler Versatz ähnlich dem GOOS-HÄNCHEN-Shift auf, ein Fokusschift, eine Strahldurchmesseränderung [Zhang und Tamir 1989] sowie Anomalien im Streuverhalten [Coulombe und McNeil 1999].

Die in dieser Arbeit untersuchten hochfrequenten Gitterstrukturen sind dahingehend optimiert,

⁴Der Begriff *artificial dielectrics* wurde von [Kock 1948] für eine Anordnung von Metallplatten eingeführt, klein in ihren Abmessungen im Vergleich zur verwendeten Mikrowellen-Wellenlänge, die sich in gewisser Hinsicht wie ein Dielektrikum verhält.

⁵wie aus einer Korrespondenz mit Lord RAYLEIGH hervorgeht [Rayleigh 1907], betrug die Periode etwa 1,69 – 1,76 μm

dass keine Resonanzanomalien auftreten. Die Vermessung einer RAYLEIGH–Anomalie wird in Abschnitt 4.3.1 diskutiert.

2.2 Bestimmung der Ausbreitungsrichtungen der Beugungsordnungen

Für homogene ebene Wellen (konstanter Amplitude: $\beta'' = 0$) kennzeichnet der Ausbreitungsvektor $\boldsymbol{\beta} = (\beta_x, \beta_y, \beta_z)$ die Ausbreitungsrichtung einer TEM–Welle im freien Raum. Für den Betrag β des Ausbreitungsvektors einer ebenen Welle der Wellenlänge λ mit der Wellenzahl $k_0 = 2\pi/\lambda$, der Frequenz ν und der Kreisfrequenz $\omega = 2\pi\nu$ gilt in einem homogenen Medium der Brechzahl n folgende **Dispersionsrelation**:

$$|\boldsymbol{\beta}| = \beta = n \cdot k_0 = n \cdot \frac{\omega}{c} = \sqrt{\beta_x^2 + \beta_y^2 + \beta_z^2}. \quad (1)$$

Die Komponenten $\beta_x, \beta_y, \beta_z$ in den drei orthogonalen Raumrichtungen x, y, z für eine unter dem polaren Einfallswinkel θ_{einf} und dem Azimutalwinkel Φ_{einf} einfallende ebene Welle ergeben sich mit $k_{\text{einf}} = k_{\parallel} = n_{\parallel} \cdot k_0$ zu:

$$\boldsymbol{\beta}_{\text{einf}} = \begin{pmatrix} \beta_{x, \text{einf}} \\ \beta_y \\ \beta_{z, \text{einf}} \end{pmatrix} = k_{\parallel} \cdot \begin{pmatrix} \sin \theta_{\text{einf}} \cdot \cos \Phi_{\text{einf}} \\ \sin \theta_{\text{einf}} \cdot \sin \Phi_{\text{einf}} \\ \cos \theta_{\text{einf}} \end{pmatrix} \quad (2)$$

Erfolgt bei der Streuung von Photonen innerhalb der Gitterregion ein Impulsübertrag vom Gitter ($\mathbf{p}_{\text{Gitter}} = \hbar \boldsymbol{\mathcal{K}}$) auf den DE BROGLIESchen Impuls des einfallenden Lichtteilchens \mathbf{p}_{einf} , erhält das Lichtteilchen in der m -ten Gitterharmonischen den Impuls \mathbf{p}_m , mit:

$$\begin{aligned} \hbar \boldsymbol{\beta}_m = \mathbf{p}_m &= \mathbf{p}_{\text{einf}} + m \cdot \mathbf{p}_{\text{Gitter}} = \hbar \cdot (\boldsymbol{\beta}_{\text{einf}} + m \cdot \boldsymbol{\mathcal{K}}) \\ &= \hbar \begin{pmatrix} \beta_{x, \text{einf}} + m \cdot K \\ \beta_y \\ \sqrt{\beta^2 - (\beta_{x, \text{einf}} + m \cdot K)^2 - \beta_y^2} \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (3)$$

Für ein eindimensionales Gitter erfolgt damit eine Modifizierung der x -Komponente des Ausbreitungsvektors. Aufgrund der Dispersionsrelation (1) ändert sich damit auch seine z -Komponente. Die MAXWELL–Gleichungen fordern einen stetigen Übergang der Tangentialkomponenten des elektrischen Feldes in Betrag und Phase, somit muss β_y für alle Schichten gleich sein.

Sind die Tangentialkomponenten des Ausbreitungsvektors der einfallenden Lichtwelle der Feldverteilung einer Welle in der Gitterregion phasenangepasst, kann Energie von einer Welle in die andere übertragen werden: man sagt, es tritt **Kopplung** zwischen beiden Wellen auf. Eine erfüllte Phasenanpassungsbedingung ermöglicht es gleichfalls, Energie in die angrenzenden Superstrat- und Substratschichten zurückzukoppeln. Für reelle β_z entstehen so die m -te reflektierte und m -te transmittierte Beugungsordnung.

Die Ausbreitungsvektoren der in das j -te Medium ($j = \text{I, III}$) gebeugten Wellen m -ter Ordnung ergeben sich mit den Gleichungen (2) und (3) zu:

$$\boldsymbol{\beta}_{jm} = \begin{pmatrix} \beta_{x,m} \\ \beta_y \\ \beta_{z,jm} \end{pmatrix} = k_j \cdot \begin{pmatrix} \sin \theta_{jm} \cdot \cos \Phi_{jm} \\ \sin \theta_{jm} \cdot \sin \Phi_{jm} \\ \cos \theta_{jm} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} k_{\text{I}} \sin \theta_{\text{einf}} \cdot \cos \Phi_{\text{einf}} + m \cdot K \\ k_{\text{I}} \sin \theta_{\text{einf}} \cdot \sin \Phi_{\text{einf}} \\ \sqrt{\beta_j^2 - \beta_{x,m}^2 - \beta_y^2} \end{pmatrix} \quad (4)$$

Hierbei repräsentiert die x -Komponente die **allgemeine Gittergleichung**:

$$n_j \cdot \sin \theta_{jm} \cdot \cos \Phi_{jm} - n_{\text{I}} \sin \theta_{\text{einf}} \cdot \cos \Phi_{\text{einf}} = m \cdot \frac{\lambda}{\Lambda} \quad \text{mit } j = \text{I, III}, m \in \mathbb{Z}.$$

Mit Hilfe der y -Komponente von Gleichung (4) kann wahlweise θ_{jm} oder Φ_{jm} in der allgemeinen Gittergleichung eliminiert werden. Die größte Gitterperiode Λ_{ZOG} , bei der gerade noch keine transmittierten Beugungsordnungen auftreten, ergibt sich für $\theta_{\text{III}1} = 90^\circ$. Setzt man diesen Winkel, $j = \text{III}$ und $m = 1$ ein, so erhält man:

$$\Lambda_{\text{ZOG}} = \frac{\lambda}{\sqrt{n_{\text{III}}^2 - n_{\text{I}}^2 \sin^2 \theta_{\text{einf}} \sin^2 \Phi_{\text{einf}} - n_{\text{I}} \sin \theta_{\text{einf}} \cos \Phi_{\text{einf}}}} \quad (5)$$

Diese Gleichung wird beim Design von ZOG unter konischem Einfall zur Bestimmung der notwendigen Gitterperiode benötigt.

Für nicht-konische Beugung ($\Phi = 0$) folgt aus der allgemeinen Gittergleichung die bekannte Gittergleichung

$$n_j \cdot \sin \theta_{jm} - n_{\text{I}} \cdot \sin \theta_{\text{einf}} = m \cdot \frac{\lambda}{\Lambda} \quad \text{mit } j = \text{I, III}, m \in \mathbb{Z}, \quad (6)$$

woraus man für $m = 0$ das SNELLIUSSCHE Brechungsgesetz erhält und für $m = 1$ lässt sich der erste BRAGG-Winkel berechnen. Gemäß der oben genannten Definition für BRAGG-Einfall, dass die erste reflektierte Beugungsordnung ($\theta_{\text{I}1}$) in Richtung des einfallenden Strahles ($\theta_{\text{einf}} = \theta_{\text{B}}$) zurücklaufen soll, gilt:

$$|\sin \theta_{\text{B}}| = \frac{1}{2n_{\text{I}}} \cdot \frac{\lambda}{\Lambda}. \quad (7)$$

Für diese sogenannte „On-Bragg-Geometrie“ sind die Tangentialkomponenten des einfallenden Phasenvektors und des Phasenvektors der ersten gebeugten Ordnungen in Luft gleich groß und gleich dem halben Betrag des Gittervektors K

$$\beta_{x,\text{einf}} = \frac{2\pi}{\lambda} \sin \theta_{\text{B}} = \frac{\pi}{\Lambda} = \frac{K}{2} \quad \text{und} \quad \beta_{x,\text{IR}} = \beta_{x,\text{IT}} = \beta_{x,\text{einf}}.$$

Diese Geometrie des BRAGG-Einfalls erweist sich neben dem senkrechten Strahleinfall für viele Anwendungen als besonders interessant, da hier Beugungseffizienzen von nahezu 100% erreicht werden können.

Es bleibt die wesentliche Frage zu klären, welcher Anteil der einfallenden Leistung in die einzelnen Beugungsordnungen abgestrahlt wird. Der Quotient aus der Leistung in der m -ten Beugungsordnung und der einfallenden Leistung wird **Beugungseffizienz** η der m -ten Beugungsordnung genannt.

2.3 Bestimmung der Beugungseffizienzen

Die Beugungseffizienz ist für viele Problemstellungen die wichtigste Optimierungsgröße. Paraxiale Theorien erlauben die Berechnung der Beugungseffizienzen für diffraktive Designprobleme im **paraxialen Bereich**, meist erhält man hier eine maximale Beugungseffizienz kleiner 100 %.

Hochfrequenzgitter müssen mit nicht-paraxialen Theorien untersucht werden. Nicht-paraxiale Theorien ergeben 100 % Beugungseffizienz für einige Gitterdesignprobleme. Im **nicht-paraxialen Bereich** ist die Beugung in evaneszente Wellen⁶ zu berücksichtigen sowie deren Kopplung mit propagierenden Wellen. Die Amplituden der gebeugten Felder an der Gitteroberfläche können signifikant von den Amplituden der einfallenden Welle abweichen [Bräuer und Bryngdahl 1997]. Diese Effekte sollen jedoch im Rahmen der Arbeit nicht näher untersucht werden.

2.3.1 Analytische Näherungen

Es ist historisch begründet bis heute üblich, **dünne** und **dicke** Gitter nach ihrem Beugungsregime zu unterscheiden. Die Begriffe „dick“ und „dünn“ sind nicht durch die Gittertiefe definiert, hingegen kann ihnen eine spezifische Winkel- und Wellenlängenselektivität zugeordnet werden (vgl. Bild 6). Gitter, die entsprechend ihrem Beugungsverhalten weder als dünn noch als dick zu bezeichnen sind, werden *intermediate* Gitter genannt. Nachfolgend soll das Beugungsverhalten dünner und dicker Gitter als Grenzfälle der in der Arbeit interessierenden intermediate Gitter besprochen werden, da es für dünne und dicke Gitter möglich ist, analytische Näherungen anzugeben.

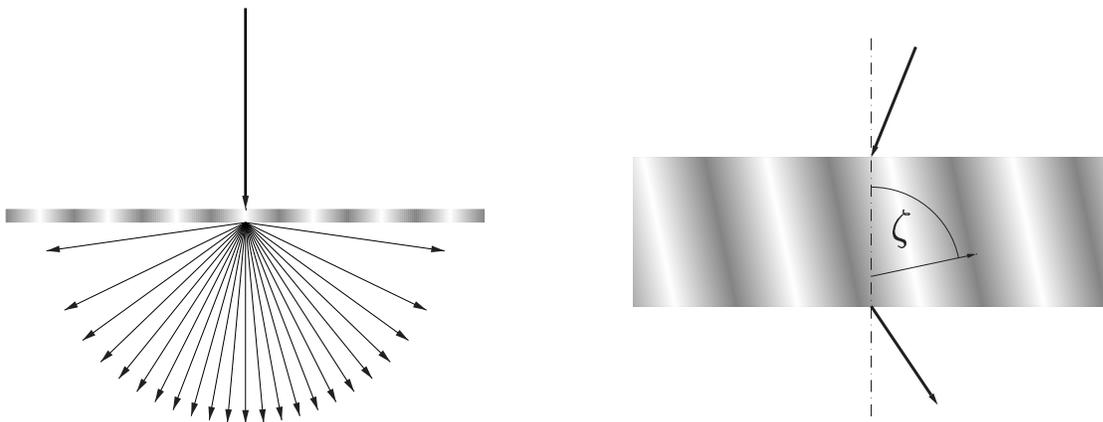


Bild 6: Typische Beugungscharakteristik eines dünnen (*links*) und eines dicken Gitters (*rechts*). Der Winkel ζ zwischen der Oberflächennormale und dem Gittervektor wird als Neigungswinkel bezeichnet.

⁶Evaneszente Wellen sind elektromagnetische Wellen, die sich in der Gitterebene ausbreiten und deren Feldamplitude in Richtung der Gitternormalen beidseitig exponentiell abnimmt.

Dünne Gitter beugen das einfallende Licht in viele Beugungsordnungen ($\Lambda \gg \lambda$) und genügen dem theoretisch von [Raman und Nath 1935] beschriebenen RAMAN–NATH–Regime. Dicke Gitter, auch **Volumengitter** genannt, beugen das in der Regel unter BRAGG–Winkel einfallende Licht fast ausschließlich in eine Beugungsordnung ($\Lambda \approx \lambda$), die zugehörige Beugungscharakteristik wird als BRAGG–Regime bezeichnet.

Sowohl dicke als auch intermediate Gitter haben Gitterperioden in der Größenordnung der Wellenlänge und weisen damit nur wenige Beugungsordnungen auf. Das wellenlängen- und winkelabhängige Beugungsverhalten ist jedoch grundsätzlich unterschiedlich, vergleiche Bild 7. In dicken Gittern kann die Beugung in der Gitterregion näherungsweise durch die Kopplung zwischen **zwei** Wellen beschrieben werden. Nur für BRAGG–Einfall ergibt sich eine effiziente Kopplung der Energie der einfallenden Welle in die gebeugte Welle. Diese Zwei-Wellen-Theorie (*coupled wave theory* — CWT) wurde von [Kogelnik 1969] für dicke holographische Gitter entwickelt, kann jedoch ebenso zur qualitativen Untersuchung des Beugungsverhaltens dicker oberflächenkorrigierter Gitter verwendet werden. Für intermediate Gitter müssen die auftretenden Beugungseffizienzen durch numerische Lösungen der MAXWELL–Gleichungen berechnet werden, man spricht von rigorosen Beugungstheorien. Hier ist keine generelle Aussage zur Verteilung der Leistung unter den auftretenden Beugungsordnungen möglich.

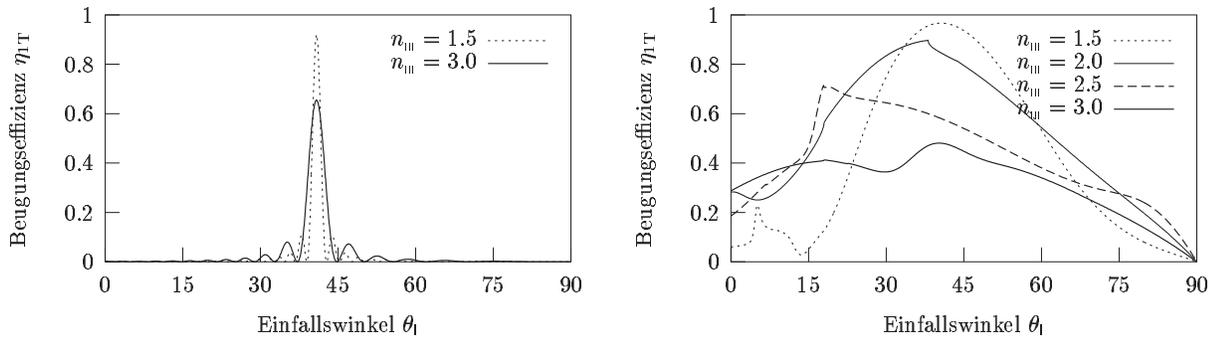


Bild 7: Vergleich der typischen Winkelselektivitäten im Beugungsverhalten von **dicken** (*links*) und **intermediate** Gittern (*rechts*). Beide Gittertypen werden anhand **binärer** oberflächenkorrigierter Gitter mit $f = 0,5$ untersucht. Der Steg besitzt immer die Substratbrechzahl $n_{II, \text{Steg}} = n_{III}$. Im linken Bild (dickes Gitter) besitzt der Graben eine um $\Delta n_{\text{binär}} = 0,02$ geringere Brechzahl als der Steg. Im rechten Bild (intermediate Gitter) besitzt der Graben grundsätzlich die Superstratbrechzahl der Luft $n_{II, \text{Graben}} = n_I = 1$. Die angegebenen Werte gelten für TE–polarisiertes Licht mit $\lambda = 543 \text{ nm}$, $\Lambda = 415 \text{ nm}$ und damit $\theta_B = 40,9^\circ$ bei jeweils rigoros numerisch ermittelter optimaler Gittertiefe D_{opt} .

Die Winkelabhängigkeit der Beugungseffizienz von dicken Gittern (Bild 7, links) zeigt nur in der Nähe des BRAGG–Winkels signifikant von Null verschiedene Werte. Das Maximum der erreichbaren Beugungseffizienz in die erste Beugungsordnung kann für dielektrische Gitter mit dem Neigungswinkel $\zeta = 90^\circ$ und mit **sinusförmiger** Brechzahlmodulation, $n = \bar{n} + \Delta n \cdot \cos Kx$,

bei BRAGG-Einfall zu

$$\eta_{1T} = \sin^2 \gamma = \sin^2 \left(\frac{\pi}{\lambda \cos \theta_B} \cdot \Delta n D \right) \quad (8)$$

berechnet werden. Der Parameter γ wird hierbei als *grating strength* oder auch als „normierte Amplitude der Gittermodulation“ bezeichnet. Diese Gleichung ergibt sich im Rahmen der KOGELNIKschen CWT für TE-polarisiertes Licht unter der Voraussetzung $\Delta n \ll n$.

Für $\gamma = \pi/2$ berechnet sich die **optimale Tiefe** für maximale Beugungseffizienz in der ersten Beugungsordnung D_{opt} zu

$$D_{\text{opt}} = \frac{\lambda \cos \theta_B}{2\Delta n}.$$

Der Vergleich mit rigoros numerisch berechneten Effizienzen und optimalen Tiefen zeigt, dass die Ergebnisse dieser analytischen Gleichungen auch für holographische Gitter beliebig kleiner Brechzahldifferenz nicht exakt sind. Der Fehler wächst mit steigendem BRAGG-Winkel (also für kleine Gitterperioden) stark an.

Nichtsdestotrotz können diese Gleichungen auch zur Bestimmung eines geeigneten Startdesigns bei **binären** dicken (kleines $\Delta n_{\text{binär}}$) Gittern Anwendung finden. Man betrachte die Entwicklung der räumlichen Brechzahlverteilung in eine Fourierreihe und vernachlässige alle höheren Glieder, wobei aufgrund der Definition von Δn für Gitter mit sinusförmiger Brechzahlmodulation $\Delta n_{\text{binär}} = 2\Delta n$ angesetzt werden kann. Für die im linken Bild 7 berechneten Beugungseffizienzen folgt $D_{\text{opt}} = \lambda \cos \theta_B / \Delta n_{\text{binär}} = 20,5 \mu\text{m}$, was größenordnungsmäßig mit den rigoros ermittelten Tiefen $D_{\text{opt}} = 19,2 \mu\text{m}$ und $20,85 \mu\text{m}$ für $n_{\text{III}} = 1,5$ und $n_{\text{III}} = 3$ übereinstimmt.

Für intermediate Gitter (Bild 7, rechts) ergibt sich ein gänzlich anderes Beugungsverhalten. Für moderate Brechzahlen ($n_{\text{III}} = 1,5$) ist noch eine BRAGG-Winkel-Charakteristik der Beugungseffizienz zu erkennen, d. h. das Maximum der Beugungseffizienz tritt bei Strahlungseinfall unter BRAGG-Winkel auf, die Effizienzen fallen für größere und kleinere Einfallswinkel ab. Für größere Brechzahlen verschwindet diese BRAGG-Winkel-Charakteristik der Beugungseffizienz jedoch vollkommen. Qualitativ gilt einzig noch, dass eine optische Weglänge $\Delta n \cdot D$ notwendig ist, um Energie von der einfallenden Welle in andere Wellen überzukoppeln. Bei einer mehr als zwanzigfach größeren Brechzahldifferenz als im linken Bild für dicke Gitter, ergeben sich optimale Gittertiefen kleiner $1 \mu\text{m}$. Die rigorose numerische Rechnung liefert für $n_{\text{III}} = 1,5/2/2,5/3$ optimale Tiefen von $D_{\text{opt}} = 0,75/0,52/0,42/0,51 \mu\text{m}$.

Dieses typische Beugungsverhalten gilt ebenso für TM-polarisiertes Licht. In Bild 8 sind die Beugungseffizienzen dicker und intermediate Gitter in Abhängigkeit der Polarisation gegenübergestellt.

Während dicke Gitter unabhängig von der Polarisation des einfallenden Lichtes immer eine BRAGG-Winkel-Charakteristik aufweisen, können intermediate Gitter ein vollständig unterschiedliches Beugungsverhalten in Abhängigkeit der Polarisation zeigen. Dies ist aus dem rechten Bild 8 nicht ersichtlich, wird jedoch in den nachfolgenden Abschnitten für andere Gitterpara-

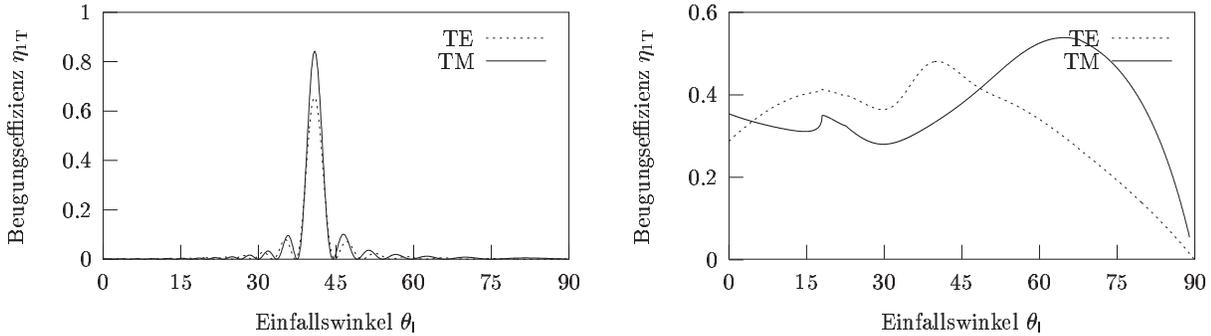


Bild 8: Vergleich der Polarisationsabhängigkeit des Beugungsverhaltens von dicken (*links*) und intermediate Gittern (*rechts*). Die Gittergeometrie ist die gleiche wie in Bild 7, wobei immer $n_{III} = 3$ gilt.

meter noch intensiv untersucht.

Das Beugungsverhalten dünner Gitter wird mit Hilfe der komplexen Amplitudentransmission des Gitters im Rahmen der **skalaren Beugungstheorie** beschrieben (*thin element approximation* — TEA). Die skalare Theorie nimmt an, dass Licht als skalare statt vektorielle Größe beschrieben werden kann und dass elektrisches und magnetisches Feld entkoppelt sind. In FRESNEL- und FRAUNHOFER-Näherung ergibt sich dann die Feldverteilung im Fernfeld als Fouriertransformierte der Transmissionsfunktion des Gitters [Goodman 1988]. Wird das Oberflächenprofil eines dünnen Gitters als geblatztes Gitter ausgeführt, so ist es möglich, nahezu 100 % der einfallenden Leistung in eine (der vielen für dünne Gitter auftretenden) Beugungsordnungen zu lenken. Die maximale Effizienz in der ersten Beugungsordnung für ein oberflächenkorrigiertes Stufengitter optimaler Tiefe mit N Stufen berechnet sich für senkrechten Strahleinfall zu

$$\eta_{\pm 1}^N = \text{sinc}^2 \frac{\pi}{N},$$

woraus sich die oft zitierten 40,5 % (81 %, 95 %, 98,7 %) Effektivität bei 2 (4, 8, 16) Stufen ergeben [Swanson 1991]. Für eine sinusförmige Brechzahlmodulation, $n(x) = \bar{n} + \Delta n \cdot \cos Kx$, beträgt die Beugungseffizienz η_m in der m -ten Beugungsordnung nach [Raman und Nath 1935]:

$$\eta_m = J_m^2(2\gamma)$$

$J_m(\gamma)$ ist die gewöhnliche BESSEL-Funktion 1. Art m -ter Ordnung.

Die Abhängigkeit der Beugungseffizienz von γ ist in Bild 9 für dünne und dicke Gitter mit sinusförmiger Brechzahlmodulation dargestellt.

Führt man einen weiteren Parameter, den Q' -Faktor⁷ ein, mit

$$Q' = \frac{2\pi\lambda}{\Lambda^2 \cos \theta_{\text{einf}}} \cdot \frac{D}{\bar{n}}$$

⁷Dieser Faktor wird bereits in [Extermann und Wannier 1936] verwendet, um den Gültigkeitsbereich der skalaren Beugungstheorie von RAMAN und NATH angeben zu können.

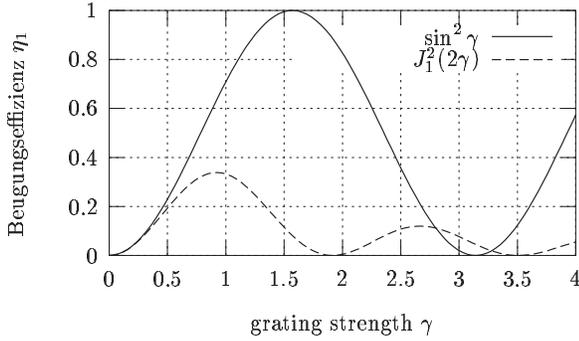


Bild 9: Beugungseffizienzen in der ersten Beugungsordnung für RAMAN-NATH-Regime (dünnes Gitter: $\eta_{1T} = J_1^2(2\gamma)$) und BRAGG-Regime (dickes Gitter: $\eta_{1T} = \sin^2 \gamma$). Während ein dickes Gitter prinzipiell 100 % Beugungseffizienz erreichen kann, ist die theoretisch maximal erreichbare Beugungseffizienz für ein dünnes Gitter $\eta_{\max}(\gamma = 0,921) = 33,9\%$!

so ist eine Voraussage über das zu erwartende Beugungsverhalten anhand der Gittergeometrie möglich [Moharam u. a. 1979a, Moharam u. a. 1979b]:

$$Q'\gamma = \frac{2\pi^2}{\cos^2 \theta_{\text{einf}}} \cdot \frac{\Delta n D^2}{\bar{n} \Lambda^2} \leq 1 \quad : \quad \text{dünne Gitter}$$

$$\frac{Q'}{2\gamma} = \frac{\lambda^2}{\Delta n \Lambda^2 \bar{n}} \geq 10 \quad : \quad \text{dicke Gitter}$$

Man beachte, dass die Bedingung für dicke Gitter von der Gittertiefe unabhängig ist. Die Bedingung für dünne Gitter ist von der Wellenlänge unabhängig, wobei für die Herleitung der skalaren Theorie $\Lambda \gg \lambda$ vorausgesetzt wurde. Eine weiterführende Diskussion mit Angabe des allgemeinen Q' -Faktors und γ für geneigte Gitter ($\zeta \neq 90^\circ$) findet sich in [Völkel 1994].

Die erste Beugungsordnung interessiert häufig am meisten und soll die höchste Effizienz zeigen. Daher werden oft die mit unterschiedlichen vereinfachten Theorien berechneten maximal erreichbaren Beugungseffizienzen in der ersten Beugungsordnung einander gegenübergestellt. Man findet in der Literatur häufig den Vergleich, dass sinusförmige Oberflächenreliefgitter maximal 33,9 %, binäre 40,5 %, 16-stufige Stufengitter 99 % sowie konventionell geblazte und Volumengitter 100 % des einfallenden Lichtes in die erste Beugungsordnung abzulenken vermögen. Bei diesem Vergleich sind zwei wesentliche Punkte zu beachten. Einerseits gelten die Werte für unterschiedliche Geometrien: Symmetrische sinusförmige und binäre Gitter lenken bei senkrechtem Strahleinfall jeweils 33,9 % und 40,5 % in die plus **und** minus erste Ordnung ab, asymmetrische Stufengitter und Volumengitter hingegen liefern hohe Effizienzen in nur eine Beugungsordnung. Andererseits enthält die theoretische Analyse der Beugung Näherungen (ideal glatte Oberflächen, Konstanz der Gitterparameter über die gesamte Gitterfläche, einige Theorien vernachlässigen FRESNEL-Verluste), die experimentell nicht exakt erfüllt werden können, so dass signifikante Differenzen zu den angegebenen Werten auftreten können. Die Beugungseffizienz als Funktion geometrischer Designabweichungen oberflächenkorrigierter Stufengitter wird in [Pommet u. a. 1994] diskutiert. Sind beliebige Oberflächenprofile erlaubt, kann man auch für senkrechten Strahleinfall nahezu 50 % in die beiden ersten transmittierten Beugungsordnungen ablenken: Für ein in die Oberfläche von Quarz korrigiertes geblaztes Gitter sind in [Dobson 1999] 48,7 % angegeben.

Hochfrequente oberflächenkorrugierte Phasengitter mit $\Lambda \approx \lambda$ und $\Delta n \approx n/2$ ($\zeta = 0$) sind weder dünn noch dick, es sind intermediate Gitter. Es existieren Versuche, durch Berücksichtigung der endlichen Tiefe oberflächenkorrugierter Gitter deren Beugungseffizienz auch für Gitterperioden mit $\Lambda < 10\lambda$ durch skalare Theorien abzuschätzen, beispielsweise die *extended scalar theory* [Swanson 1991]. Für hochfrequente Gitter mit $\Lambda \approx \lambda$, im sogenannten Resonanzbereich, sind diese Ergebnisse jedoch falsch. Hier müssen die MAXWELL-Gleichungen unter Berücksichtigung des vektoriellen Charakters der elektromagnetischen Strahlung gelöst werden. Derartige Theorien werden als elektromagnetische oder **rigorose Beugungstheorien** bezeichnet. Man beachte den unterschiedlichen Sprachgebrauch des Begriffes „rigorose Theorie“: Da die Propagation in homogenen Medien (also ohne Gitter) ohne jede Näherung z. B. durch die Methode des Spektrums ebener Wellen (*spectrum of plane waves* — SPW) beschrieben werden kann, spricht man hier bei der Lösung skalarer Problemstellungen ebenfalls von einer rigorosen Theorie.

2.3.2 Rigorose Beugungstheorien

Die Entwicklung der elektromagnetischen Theorie der Gitter lässt sich [Li 1999] folgend in drei Epochen einteilen: Während der ersten Epoche von Beginn der 60 iger bis Ende der 70 iger Jahre wurde die Notwendigkeit der korrekten Berechnung von Gittern erkannt und die zwei fundamentalen Methoden, die Integralmethode und die Differentialmethode, wurden vollständig theoretisch entwickelt. Eine Zusammenfassung der Ergebnisse dieser Zeit findet sich in [Petit 1980]. Während der zweiten Epoche, von Ende der 70 iger bis Anfang der 90 iger Jahre wurden diese Theorien für verschiedenste Anwendungen erweitert: von unendlich zu endlich leitenden Medien, von klassischem zu konischem Gittereinfall, von korrugierten Einzelgittern zu kombinierten Mehrlagengittern, von isotropen zu anisotropen Gittern, ... Eine Vielzahl interessanter Veröffentlichungen findet sich in [Maystre 1992]. Die dritte Epoche begann Anfang der 90 iger Jahre und setzt sich bis heute fort, wobei existierende Methoden weiter verbessert werden, vor allem unter dem Gesichtspunkt numerischer Stabilität und schneller Konvergenz.

Auch wenn es heute möglich ist, nahezu jedes Gitterproblem zu berechnen, so existiert kein Algorithmus, der alle Problemstellungen gleichermaßen gut zu lösen vermag. Alle Berechnungen in dieser Arbeit wurden mit Hilfe der kommerziellen Software GSOLVER, Version 4 durchgeführt. Aufbauend auf der in [Moharam und Gaylord 1982, Moharam und Gaylord 1986] dargestellten Theorie handelt es sich hier um eine Sammlung problemspezifisch optimierter numerischer Implementationen der *rigorous coupled wave analysis* (RCWA) und der *rigorous modal analysis* (RMA). Deren Grundzüge sollen daher kurz vorgestellt werden.

Entsprechend der üblichen Behandlung elektromagnetischer Phänomene an der Grenze zwischen zwei homogenen Medien, wird das Feld durch eine Menge ebener Wellen repräsentiert. Die Amplituden dieser ebenen Wellen müssen in einer Weise bestimmt werden, dass die Menge als Ganzes die Randbedingungen an den Grenzflächen der Gitterregion erfüllt, welche verlangen,

dass die Tangentialkomponenten des elektrischen Feldes \mathbf{E} und des magnetischen Feldes \mathbf{B}/μ stetig übergehen, ebenso die Normalkomponenten der Felder $\epsilon \cdot \mathbf{E}$ und \mathbf{B} . Die Theorie der sich aus der MATHIEU–Differentialgleichung ergebenden Feldlösungen (9b) in der Gitterregion (identisch Gleichung (23a) auf Seite 85) wird in Anhang A diskutiert. Die eigentlich interessierenden Feldverteilungen der transmittierten (9c) und reflektierten Beugungsordnungen (9a) in den Raumregionen ohne Gitter III und I werden durch eine sogenannte RAYLEIGH–Entwicklung des Feldes nach ebenen Wellen beschrieben:

$$\text{Region I:} \quad E_{y,\text{I}}(x, z) = e^{-i(\beta_{x,\text{einf}} \cdot x - \beta_{z,\text{einf}} \cdot z)} + \sum_{m=-\infty}^{\infty} R_m e^{-i(\beta_{x,m} \cdot x + \beta_{z,\text{I}m} \cdot z)} \quad (9a)$$

$$\text{Region II:} \quad E_{y,\text{II}}(x, z) = \sum_{l=-\infty}^{\infty} C_l \cdot e^{-i\beta_{z,\text{II}l} \cdot z} \sum_{m=-\infty}^{\infty} D_{lm} \cdot e^{-i[\beta_{x,l} - mK] \cdot x} \quad (9b)$$

$$\text{Region III:} \quad E_{y,\text{III}}(x, z) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} T_m \cdot e^{-i(\beta_{x,m} \cdot x - \beta_{z,\text{III}m} \cdot [z-D])} \quad (9c)$$

R_m , T_m , C_l und D_{lm} sind Amplitudenfaktoren. Entsprechend dem geforderten stetigen Übergang der Transversalkomponenten des elektrischen Feldes in Betrag und Phase muss $\beta_{x,m}$ mit

$$\beta_{x,m} = \beta_{x,\text{einf}} + mK = n_1 k_0 \sin \theta_{\text{einf}} + m \frac{2\pi}{\Lambda} \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

für alle Schichten gleich sein. Dieser Sachverhalt ist in Bild 10 durch senkrechte gestrichelte Linien angedeutet.

D.h. die m -te Feldkomponente in Region I und III muss jeweils zur m -ten Raumharmonischen (inhomogene ebene Welle) in der Gitterregion phasenangepasst sein. Für die z -Komponente folgt

$$\begin{aligned} \beta_{z,\text{I}m} &= \sqrt{n_1^2 k_0^2 - \beta_{x,m}^2} \\ \beta_{z,\text{III}m} &= \sqrt{n_{\text{III}}^2 k_0^2 - \beta_{x,m}^2}. \end{aligned}$$

Sind diese Größen reell, kann sich die m -te transmittierte oder reflektierte homogene ebene Welle im Substrat oder Superstrat ausbreiten. Sind die z -Komponenten des Ausbreitungsvektors imaginär, ergeben sich inhomogene evaneszente Wellen. Die evaneszenten Wellen klingen exponentiell mit der Entfernung vom Gitter ab und können daher im Fernfeld vernachlässigt werden. Diese Verhältnisse sind in Bild 10 veranschaulicht.

R_m und T_m sind die normierten komplexen Amplituden der m -ten gebeugten Welle in Reflexion (Region I) und Transmission (Region III), i. d. R. als RAYLEIGH–**Koeffizienten** bezeichnet. Aus ihnen kann die Beugungseffizienz des Gitters in die m -te Beugungsordnung berechnet werden zu:

$$\eta_{Rm} = -\Re \left\{ \frac{\beta_{z,\text{I}m}}{\beta_{z,\text{einf}}} \right\} |R_m|^2 \quad \text{und} \quad \eta_{Tm} = \Re \left\{ \frac{\beta_{z,\text{III}m}}{\beta_{z,\text{einf}}} \right\} |T_m|^2,$$

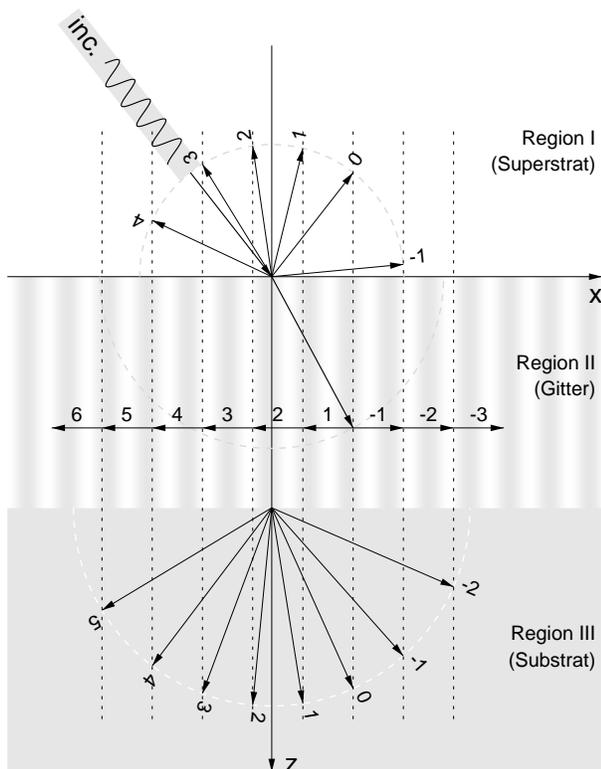


Bild 10: Propagierende transmittierte und reflektierte Beugungsordnungen im Substrat und Superstrat. Die vertikalen Strichellinien im Abstand des Betrages des Gittervektors K zeigen die Phasen Anpassungen der erlaubten Wellenvektoren. Die Ordnungen $-1R$ bis $+4R$ sind propagierende Ordnungen im Superstrat, $-2T$ bis $+5T$ sind propagierende Ordnungen im Substrat, alle anderen Ordnungen sind evaneszent. Die Graphik gilt maßstabsgetreu für einen Einfallswinkel θ_{einf} von 38° und $\lambda/\Lambda = 0,38$.

womit alle Effizienzen evaneszenter Ordnungen automatisch gleich Null sind. Das Zeichen $\Re\{z\}$ steht für den Realteil der Größe z . Diese Ausdrücke berücksichtigen die veränderten Querschnitte der gebeugten Strahlen.

Obwohl diese Theorie bereits vor mehr als 30 Jahren vollständig beschrieben wurde, werden bis heute jährlich mehrere Arbeiten zur Verbesserung der Stabilität und Konvergenz numerischer Implementationen veröffentlicht. Zu Beginn dieser Arbeiten 1996 wurde die Version 2 der oben genannten Software verwendet, welche insbesondere für TM-polarisiertes Licht eine schlechte Konvergenz zeigte. Die Verwendung derartiger Programme erfordert daher eine sorgfältige und kompetente Wahl von Startbedingungen sowie bei der Rechnung berücksichtigter Ordnungen, um relevante Ergebnisse zu erzielen. Außerdem gibt der GSOLVER bis zur aktuellen Version 4.20 nur Effizienzen, aber keine Phasen oder Polarisationszustände der einzelnen Beugungsordnungen an.

Eine Hauptaufgabe bestand daher in der Identifikation eines hocheffizienten Designs eines oberflächenkorrigierten Gitters mit deutlich größer 90% Beugungseffizienz in die erste Beugungsordnung für TM-polarisiertes Licht und der bis dahin in der Literatur nicht publizierten experimentellen Verifikation mit Schwerpunkt auf dem Vergleich zwischen theoretischer Simulation und experimentellem Beugungsverhalten.

Weiterhin bestand die Herausforderung einer Datenweiterverarbeitung, um aus dem vom GSOL-

VER zusätzlich abgelegten komplexen Quellfile der Feldstärken, auf Phasen und Polarisationszustände bei konischem Gittereinfall rückrechnen zu können. Die zu erstellenden Programmtools sollten weiterhin eine Berechnung endlicher Strahlbündel durch Zerlegung in das zugehörige Raumfrequenzspektrum, die amplituden- und phasenrichtige rigorose Berechnung der einzelnen ebenen Wellen mit dem GSOLVER sowie die Rückrechnung auf Ortsraumverteilungen aus dem komplexen Spektrum ebener Wellen erlauben.

2.4 Technologische Realisierung hochfrequenter Gitterstrukturen

Je nach den in Abschnitt 3.1 angegebenen verwendeten Gittermaterialien ergeben sich vielfältige technologische Möglichkeiten, eine räumliche Modulierung der Dielektrizitätskonstanten zu erhalten sowie durch nass- oder trockenätztechnische, additive oder LIGA-Verfahren zu übertragen. Z. B. entstehen dicke holographische Gitter durch Belichtung einer holographischen Trägerschicht, einige Materialien neigen zur Selbstorganisation, Gitter besonders extremer Aspektverhältnisse lassen sich in Silizium durch spezielle anisotrope Ätzverfahren herstellen, Gitter in Glasoberflächen können direkt mittels Laserablation eingeschrieben werden. Eine Übersicht zu diesen und weiteren Verfahren findet sich in [Madou 1997].

Etabliert für die Herstellung optischer Gitterstrukturen ist das holographische Schreiben durch mindestens zwei interferierende Laserstrahlen, vgl. Bild 11. In Photopolymeren werden die Bindungsverhältnisse durch die ortsabhängige Intensitätsverteilung modifiziert, so dass es zu einer periodisch modulierten Brechzahl in holographischen Gittern kommt, oder zu einer modulierten Löslichkeit des Photopolymers, so dass die Struktur entwickelt werden kann (vgl. unten). Die Gitterperiode Λ ergibt sich hierbei aufgrund zeitlicher Mittelungseffekte als halber Abstand zwischen zwei Maxima der Feldverteilung zu einem festen Zeitpunkt, es ist:

$$\Lambda = \frac{\lambda}{2n \sin \theta}. \quad (10)$$

Daneben existiert eine Vielzahl weiterer **lithographischer** Verfahren. Abgesehen von relativ jungen Techniken wie der *lightforce lithography* (Atomoptik) und *scanning probe lithography*, unterscheidet man nach der Art der wechselwirkenden Materie zwischen Ionenstrahlolithographie (*ion projection lithography*, *masked ion beam lithography*, *focused ion beam lithography*), optischer Lithographie (Lasero lithographie, EUV-Lithographie, *x-ray lithography*) und Elektronenstrahlolithographie. Letztere Technologie wurde eingesetzt: Alle in der Arbeit vorgestellten Strukturen sind mit der Elektronenstrahlbelichtungsanlage LION LV 1 der Firma LEICA geschrieben.

Elektronenstrahlen mit Energien um 20 keV erlauben, die Bindungsverhältnisse in Polymeren zu modifizieren. Nach anschließender Entwicklung des belichteten Resists liegen die Gitterstrukturen im Resist vor. Durch Streuung der Elektronen im Resist sind die minimale Breite und maximale Tiefe erreichbarer Strukturen begrenzt. Die konkreten Möglichkeiten hängen stark von

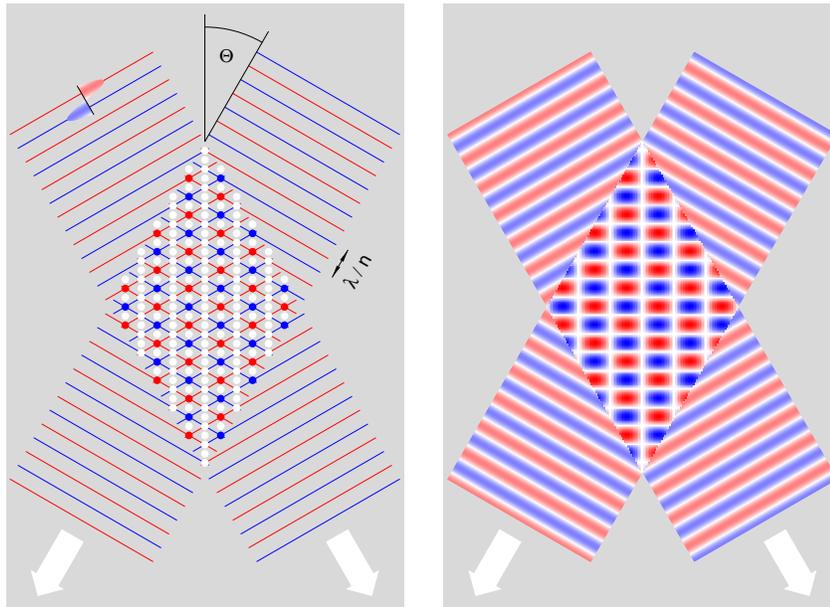


Bild 11: Holographisches Schreiben von Gittern: Momentaufnahme der Interferenz zweier Wellen, dargestellt ist die Amplitude der y -Komponente des elektrischen Feldes. Die Farben kennzeichnen Minima und Maxima (rot und blau) sowie Nulldurchgänge (weiß) der resultierenden Feldstärkeverteilung mit der Periode $\lambda/(n \cdot \sin \theta)$. Zur Verdeutlichung der sich ergebenden Interferenzstruktur (rechts) wurden links nur die Minima und Maxima dargestellt.

der Energie der eingestrahnten Elektronen, aber auch von der Resistdicke, der Resistart und dem Trägermaterial ab. Für Gitterperioden kleiner 500 nm ist das erreichbare Aspektverhältnis aufgrund der Elektronenstreuung auf etwa eins begrenzt. Eine detaillierte Diskussion der Vor- und Nachteile unterschiedlicher Belichtungsenergien und Resistarten findet sich in [Schnabel 2000]. Sollen tiefere Gitter erzeugt werden, muss eine Übertragung der Struktur durch Ätzverfahren erfolgen.

Bei der Optimierung des Gitterdesigns werden, wenn möglich, große Gitterperioden ausgewählt, da diese sowohl für das elektronenstrahlolithographische Schreiben als auch für die Übertragung durch Trockenätzprozesse vorteilhaft sind. Hinzu kommt für SOG, dass, je kleiner die Gitterperiode gewählt wird, desto größer der sich ergebende BRAGG-Winkel ist. Für BRAGG-Winkel deutlich größer 45° wächst der effektive Strahlquerschnitt auf dem Gitter deutlich an, damit wächst die benötigte Gittergröße und damit die benötigte Schreibzeit. Typischerweise werden Gitter mit $2 \times 2 \text{ mm}^2$ Kantenlänge geschrieben, die eine Schreibzeit am Elektronenstrahlithographen von etwa 4 h benötigen.

Diese Strukturen werden anschließend entwickelt. Das Gitter liegt jetzt als oberflächenkorrigiertes binäres Lackgitter mit der geforderten Gitterperiode und dem geforderten Füllfaktor vor,

aber einer in der Regel weit geringeren Gittertiefe.

Durch Trockenätzverfahren wird diese Lackmaske entweder direkt oder durch Nutzung weiterer Metallmasken in das Glas- oder Quarzsubstrat übertragen. Entsprechend den langjährigen Erfahrungen und der vorhandenen Ausrüstung am IPHT Jena und am IAP der Universität Jena wurden zwei unterschiedliche Trockenätzabläufe mit der Zielstellung optimiert, hochfrequente binäre Gitterstrukturen mit großer Gittertiefe, steilen Stegflanken und guter Oberflächenqualität (zur Vermeidung von Streulicht) herzustellen.

Aufbauend auf einer von [Hollkott u. a. 1995] vorgeschlagenen Technologiefolge wurden am IPHT intensive Untersuchungen durchgeführt, mittels dreier Metallmasken (Schichtfolge: Quarzsubstrat–NiCr–C–Ti–Resist) große Ätztiefen zu erreichen.

Am IAP wurde mit Hilfe einer einfachen Cr–Maske ein spezieller Technologiezyklus nach [Kley u. a. 1999] optimiert. Bei diesem Zyklus wird mit Hilfe der strukturierten und entwickelten Resistmaske die Cr–Schicht geöffnet. Die entstehende Cr–Maske erlaubt, in die Oberfläche des Quarzsubstrates ein Gitter mit einem Bruchteil der Zieltiefe zu ätzen. Die aktuelle Gittertiefe wird durch die optische Vermessung der Doppelbrechung bestimmt. Das Gitter wird anschließend neu mit Chrom beschichtet und nochmals geätzt. Diese Regelschleife wird bis zum Erreichen der angestrebten Zieltiefe wiederholt.

Bei beiden Verfahren ist es gelungen, hochfrequente Gitterstrukturen mit Gittertiefen der zehnfachen Stegbreite herzustellen, die einen diffusen Streulichtanteil kleiner 0,1 % der einfallenden Leistung aufweisen.

Diese Verfahren stellen die Grundlage zur Erzeugung der in den nachfolgenden Kapiteln diskutierten Gitterstrukturen dar.

3 Effiziente Strahlablenkung mit hochfrequenten Gittern

Es werden hochfrequente Gitterdesigns diskutiert, die einen einfallenden Strahl hocheffizient, d. h. mit einer Beugungseffizienz von nahezu 100 % ablenken. Soll diese optische Funktion mit oberflächenkorrigierten Gittern realisiert werden, eignen sich insbesondere geblazte Gitterstrukturen für senkrechten Strahleinfall und binäre Gitterstrukturen bei Strahleinfall unter BRAGG-Winkel. Einführend werden die Eigenschaften dieser beiden Gittergeometrien vorgestellt und miteinander verglichen (§ 3.1). Als besonders wesentlich erweist sich hierbei der Einfluss der Brechzahl des Gittermaterials. Die erreichbaren Beugungseffizienzen derartiger Hochfrequenzgitter hängen des Weiteren vom Polarisationszustand der einfallenden Lichtwelle ab. Diese Eigenschaft wird genutzt, um das Design eines diffraktiven Polarisationsstrahlteilers mit hohem Extinktionsverhältnis zu ermitteln (§ 3.2). Abschnitt 3.3 untersucht die wichtige Frage der bei der Herstellung erlaubten Toleranzen. Abschließend werden experimentelle Ergebnisse vorgestellt und diskutiert (§ 3.4).

3.1 Methoden hocheffizienter diffraktiver Strahlablenkung

Diffraktive Transmissionsphasengitter erlauben es, eine Vielzahl strahlformender und strahlführender Aufgabenstellungen zu lösen. Im Folgenden sollen die Möglichkeiten verschiedener Gitterstrukturen zur hocheffizienten Strahlablenkung in **einer** Beugungsordnung untersucht werden. Dabei sollen zwei wesentliche Fälle unterschieden werden: Der einfallende Strahl trifft senkrecht (§ 3.1.1) oder unter BRAGG-Winkel (§ 3.1.2) auf das Gitter.

In beiden Fällen hat die Brechzahl des verwendeten Materials wesentlichen Einfluss auf die erreichbaren Beugungseffizienzen. Einerseits lässt sich aus der Beugungseffizienz eines holographischen Gitters für Strahleinfall unter BRAGG-Winkel nach Gleichung (8)

$$\eta = \sin^2 \gamma = \sin^2 \left(\frac{\pi}{\lambda \cos \theta_B} \cdot \Delta n D \right),$$

in sehr grober Näherung auch für ein oberflächenkorrigiertes Gitter mit der Brechzahldifferenz Δn zwischen Steg und Graben abschätzen, dass maximale Effizienz für $\gamma \approx \pi/2$, also für $\Delta n \cdot D \approx \lambda \cos \theta_B/2$ auftritt. Für in die Oberfläche geätzte binäre Strukturen ($n_{\text{II, Graben}} = n_{\text{Luft}} = 1$) bedingen hohe Materialbrechzahlen folglich flache Gitterstrukturen. Dies ist aus technologischer Sicht günstig, da geringe Gittertiefen (bei vorgegebener Gitterperiode) geringe Aspektverhältnisse bedingen, ein wesentlicher Parameter zur Abschätzung der technologischen Herausforderung.

Andererseits wachsen die FRESNEL-Verluste mit steigender Materialbrechzahl. Dieser Einfluss hängt stark von der Gittergeometrie ab und soll für senkrechten und schrägen Einfall detailliert untersucht werden. FRESNEL-Reflexionen an der Substratrückseite werden nicht beachtet. Bei

den numerischen Rechnungen wird das Substrat als halbbunendlich angenommen. In der Praxis können die an der Substratrückseite auftretenden FRESNEL–Reflexionsverluste beispielsweise durch Mottenaugenstrukturen verhindert werden (siehe diffraktive Antireflexentspiegelung: Abschnitt 4.1.2).

Die Abhängigkeit der maximal erreichbaren Beugungseffizienz von der Brechzahl für binäre SOG bei BRAGG–Einfall unterscheidet sich deutlich von jener für asymmetrische Gitter bei senkrechtem Einfall. Während hohe Brechzahlen ($n \sim 3$) für geblazte Gitter bei senkrechtem Einfall höhere Beugungseffizienzen ermöglichen als niedrige Brechzahlen ($n \sim 1,5$), sind für binäre SOG in den meisten Fällen Materialien niedriger Brechzahl geeigneter.

Als typische hochbrechende Materialien, die im sichtbaren Spektralbereich transparent sind, stehen beispielsweise TiO_2 , Ta_2O_5 und SiN zur Verfügung.

3.1.1 Hocheffiziente Strahlableitung bei senkrechtem Einfall

Um senkrecht einfallendes Licht in nur eine Richtung abzulenken, sind asymmetrische Gitterprofile notwendig, wie beispielsweise in Bild 3 b auf Seite 12 dargestellt. Entscheidend bei der numerischen Optimierung ist das gewählte Startdesign. Zur hocheffizienten Streuung in nur eine Beugungsordnung bietet sich in Analogie zum refraktiven Prisma ein diffraktives geblaztes Gitter an, welches daher auch als *prismlike grating* bezeichnet wird. Drei typische Arten geblazter Gitter sind in Bild 12 dargestellt: Ein konventionelles *échelette* Gitter in Bild 12 a („klassischer“ 2π -Blaze), ein Gitter mit geblazter Brechzahl bei konstanter Schichtdicke in Bild 12 b (*graded index blaze*: GRIN–Blaze) und ein geblaztes Subwellenlängen–Gitter in Bild 12 c (geblaztes SWG).

Der in Bild 12 angegebene Ablenkwinkel $\theta_{\text{III}1}$ der ersten Beugungsordnung im Substrat III berechnet sich nach Gleichung (6) zu

$$\theta_{\text{III}1} = \arcsin\left(\frac{1}{n_{\text{III}}} \cdot \frac{\lambda}{\Lambda}\right).$$

Häufig werden Ablenkwinkel von 30° oder mehr in Luft gefordert, beispielsweise für die Realisierung hochaperturiger Linsen, so dass die Beugungseffizienzen bis zu Gitterperioden kleiner der doppelten Wellenlänge relevant sind!

Für sehr kleine Ablenkwinkel ($\theta_{\text{III}1} \ll 5^\circ$) sind klassisch geblazte Strukturen aus der geometrischen Optik als hocheffiziente Strahlableiter bekannt. Wird die Blaze-Form durch mehrstufige Profile angenähert, kann mittels der *extended scalar theory* gezeigt werden [Swanson 1991], dass 16-stufige Profile theoretisch etwa 99 % Effizienz aufweisen. Auch die rigorose Analyse zeigt für entsprechend große Gitterperioden ($\Lambda \gg 7\lambda$) für alle drei Typen geblazter Strukturen Effizienzen größer 90 %. Die Differenz von „größer 90 %“ zu „etwa 99 %“ ergibt sich u. a. durch die in skalaren Theorien meist nicht beachteten FRESNEL–Verluste.

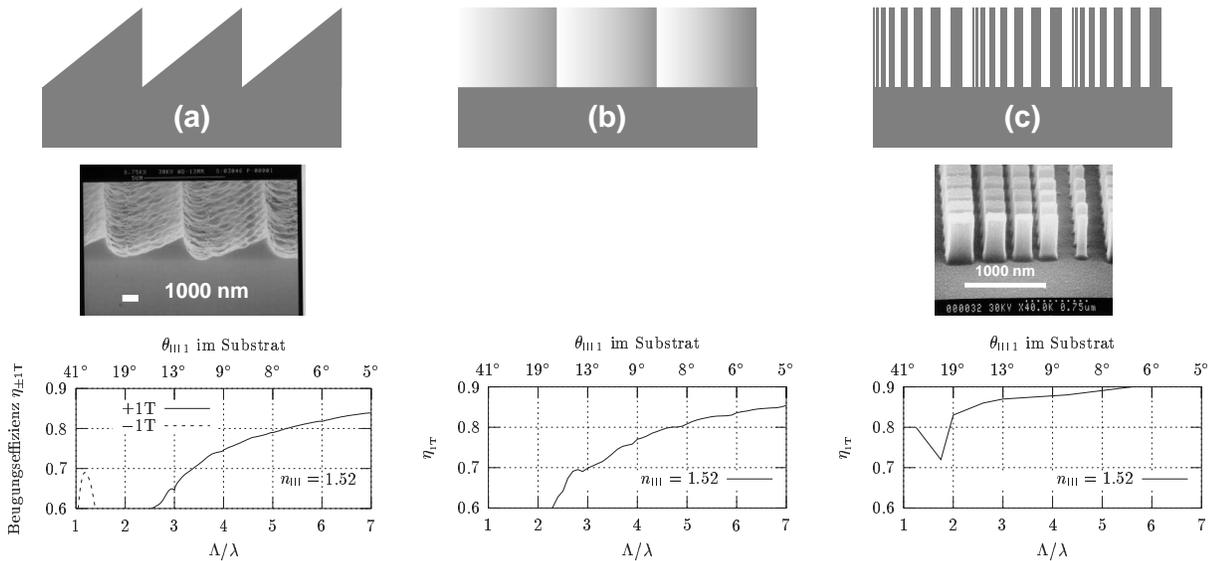


Bild 12: Typische Geometrien eines Échelette-Blaze (a), GRIN-Blaze (b) und eines geblazten SWG (c). Darunter sind REM-Aufnahmen eines mit Elektronenstrahl (LION LV 1) in Photoresist geschriebenen échelle Gitters (nach [Glaser 1996]) und eines mit Elektronenstrahl geschriebenen und mittels Ätzen in TiO_2 übertragenen Subwellenlängen-Gitters dargestellt (nach [Lalanne u. a. 1998]). Unten ist die rigorose Berechnung der maximalen Beugungseffizienz in die erste transmittierte Ordnung für unpolarisiertes Licht über der Gitterperiode für ein Material mit $n_{\text{III}} = 1,52$ angegeben. In der Gitterregion von (a) und (c) ist $n_{\text{II}}(x)$ gleich der Materialbrechzahl oder der von Luft; in (b) variiert $n_{\text{II}}(x)$ kontinuierlich: $1 \leq n_{\text{II}}(x) \leq n_{\text{III}}$.

Will man jedoch große Ablenkwinkel erreichen, dann kommt die Länge des Blaze, d. h. die Periode des geblazten Gitters in die Größenordnung der Wellenlänge. Für diese hochfrequenten geblazten Gitter versagen die klassisch refraktive Anschauung und die Effizienzberechnungen auf Basis skalarer Methoden. Abgesehen von der technologischen Schwierigkeit, solche Strukturen herzustellen, zeigt die rigorose Analyse klassisch geblazter Gitter, dass keine hocheffiziente Ablenkung mehr möglich ist. Für gewisse Perioden wird das Licht gar hocheffizient in die entgegengesetzte Richtung abgelenkt, die Leistung erscheint in der minus ersten Beugungsordnung, vgl. Bild 12 a. Eine gute Literatureinführung zu derartigen Problemen findet sich u. a. in [Glytsis u. a. 1998].

Die optische Funktion von Subwellenlängengittern wird unter gewissen Randbedingungen erfolgreich durch die „Effektive Medium Theorie“ (\rightarrow § 4.1) beschrieben. Diese Theorie geht davon aus, dass das Licht (die einfallende elektromagnetische Welle) die im Subwellenlängenbereich liegenden Strukturen nicht auflöst und eine mittlere, sich kontinuierlich ändernde Brechzahl $n_{\text{II}}(x)$ „sieht“.

Höhere Beugungseffizienzen erhoffte man sich daher durch die Optimierung von geblazten SWG. Wenngleich technologisch bisher nicht möglich, wurde als optimaler Grenzfall geblazter SWG eine GRIN-Blaze-Struktur untersucht — daher auch hier unter oberflächenkorrigierten Git-

tern aufgeführt. Die Beugungseffizienzen für hochfrequente Designs ($\Lambda < 3\lambda$) sind jedoch nur marginal größer als jene klassisch geblazter Strukturen, zumindest für $n_{\text{III}} = 1,52$. Für größere Materialbrechzahlen variieren die Verhältnisse in Abhängigkeit des verwendeten Designs (siehe unten).

Neuere Arbeiten zeigen jedoch, dass nicht infinitesimal schmale Stege (entsprechend einer GRIN-Struktur) die höchste Beugungseffizienz liefern, sondern dass Wellenleitungseffekte der Subwellenlängenstrukturen zu drastisch höheren Beugungseffizienzen führen [Lalanne u. a. 1998, Astilean u. a. 1998, Lalanne u. a. 1999]. Im Subwellenlängenbereich orts aufgelöste Rechnungen zum Energiefluss in Gitterstegen mit Subwellenlängenabmessungen zeigen, dass Wellenleitungseffekte den „geordneten“ Energiefluss protegieren, Verwirbelungen des POYNTING-Vektors in GRIN-Blaze-Strukturen hingegen zu ineffizientem Beugungsverhalten führen [Lalanne 1999].

Einfluss der Brechzahl auf maximal mögliche Beugungseffizienzen:

Die Reflexionsverluste bei senkrechtem Strahleinfall sollen am Beispiel GRIN-geblazter Gitter, vereinfacht hier als Design-Grenzfall subwellenlängengeblazter Gitter betrachtet, diskutiert werden. Obwohl es sich nicht um FRESNEL-Reflexionen im eigentlichen Sinn der an ebenen Grenzflächen reflektierten Leistungsanteile handelt, findet trotzdem zur Beschreibung der Summe der auftretenden Reflexionsverluste der Begriff „FRESNEL-Verluste“ Anwendung. Bild 13 zeigt Ergebnisse rigoros numerisch berechneter Effizienzen für verschiedene Brechzahlen ($n = n_{\text{III}}$) und Gitterperioden.

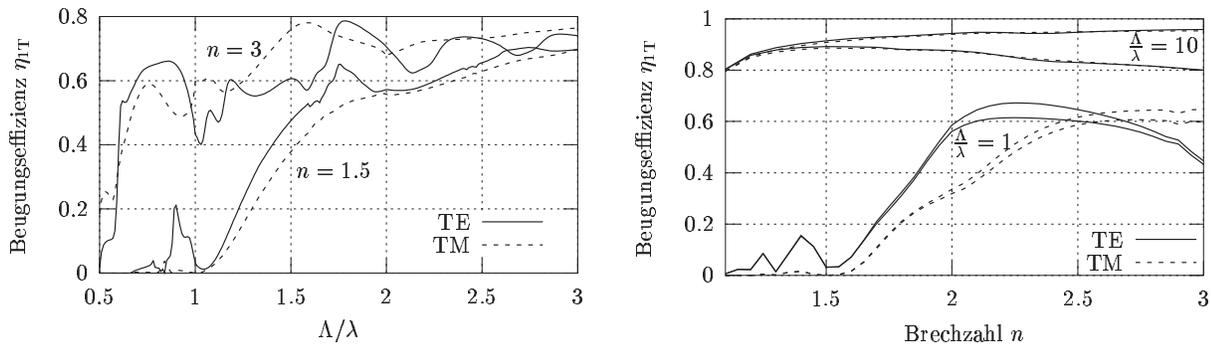


Bild 13: Einfluss von FRESNEL-Verlusten auf die Gesamteffizienz GRIN-geblazter Strukturen. *Links:* Für zwei Brechzahlen ist die Beugungseffizienz in die erste transmittierte Beugungsordnung (1T) über der Gitterperiode und *rechts:* Für zwei Gitterperioden über der Brechzahl dargestellt, berechnet für Gitter optimaler Tiefe D_{opt} . Im rechten Bild sind für jede Polarisation und Gitterperiode jeweils zwei Effizienzen angegeben: die untere Kurve stellt die in die erste transmittierte Beugungsordnung (1T) gebeugte Beugungseffizienz η_{1T} dar, die obere Kurve gibt den prozentualen Anteil des in 1T gebeugten transmittierten Lichtes an ($\eta_{1T}/(\sum \eta_T)$), d. h. bezogen auf die insgesamt transmittierte Leistung. Damit ist die Aufspaltung zwischen „zusammengehörigen“ Kurven ein Maß für die reflektierte Leistung.

Den in Bild 13 dargestellten Beugungseffizienzen kann man drei wesentliche Informationen ent-

nehmen:

- Hochbrechende Materialien beugen bei großen geforderten Ablenkswinkeln ($\Lambda \approx \lambda$) generell effizienter.
 - Im linken Bild sind für alle $\Lambda \approx \lambda$ die Beugungseffizienzen für $n = 3$ deutlich größer jenen für $n = 1, 5$.
 - Im rechten Bild ergibt sich für $\Lambda = \lambda$ ebenfalls ein klarer Anstieg der Beugungseffizienz mit der Brechzahl.
- Während FRESNEL-Verluste die Transmission im paraxialen Designbereich ($\Lambda \gg \lambda$) signifikant verringern, ist der Einfluss von FRESNEL-Verlusten im resonanten Designbereich ($\Lambda \approx \lambda$) vernachlässigbar.
 - Dies wird im rechten Bild, durch Vergleich der „zusammengehörigen“ Kurven einer Polarisation deutlich (siehe Bildunterschrift): Für $\Lambda = 10\lambda$ (paraxialer Bereich) und $n = 3$ werden nur 80 % in 1T gebeugt, was jedoch 96 % des gesamten transmittierten Lichtes entspricht, d. h. es werden mehr als 16 % des einfallenden Lichtes reflektiert. Für $\Lambda = \lambda$ (resonanter Bereich) ist die Aufspaltung zwischen „zusammengehörigen“ Kurven deutlich geringer und wächst **nicht** kontinuierlich mit der Brechzahl. Die geringe Beugungseffizienz in die erste Beugungsordnung ist hier auf hohe Leistungsanteile in der minus ersten und der nullten Beugungsordnung zurückzuführen.
- Im paraxialen Designbereich zeigen Gitterstrukturen keine Polarisations Effekte, im Resonanzbereich hängt das Beugungsverhalten signifikant von der Polarisation des einfallenden Lichtes ab.
 - Im rechten Bild ist deutlich, dass für beliebige Brechzahlen gestrichelte und durchgezogene Linien für $\Lambda = 10\lambda$ zusammenfallen, für $\Lambda = \lambda$ hingegen sind die Beugungseffizienzen stark unterschiedlich.

Trotz des für hohe Brechzahlen wesentlichen, zusätzlich eingebrachten Antireflexeffektes dieser relativ komplizierten Strukturen lassen sich nur etwa 90 % Gesamteffizienz bei senkrechtem Einfall erreichen. Hingegen erlauben die im Folgenden besprochenen binären Gitter in BRAGG-Anordnung theoretisch größer 99,9 % der eingestrahlten Leistung in eine Beugungsordnung abzulenken.

3.1.2 Hocheffiziente Strahlableitung bei Einfall unter BRAGG-Winkel

Als (erster) BRAGG-Winkel wird der Einfallswinkel $\theta_{\text{einf}} = \theta_B$ nach Gleichung (7) bezeichnet, wenn die erste reflektierte Beugungsordnung (1R) exakt in Richtung des einfallenden Strahles

zurückläuft (siehe Bild 14). Besondere Symmetrien der Feldstärkeverteilungen in der Gitterregion erlauben für Strahleinfall unter BRAGG–Winkel besonders hocheffiziente Strahlableitung. Zur mathematischen Theorie dieser symmetrischen Lösungen der Feldverteilungen siehe z. B. [Sentenac und Maystre 1998].

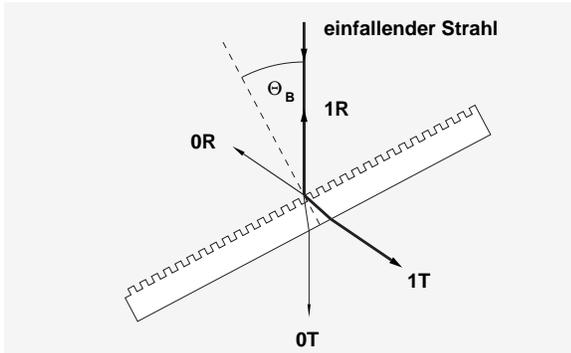


Bild 14: Single–order Gitter (SOG). Der Strahl fällt unter BRAGG–Winkel ein.

Aus der Gittergleichung (6) auf Seite 17 ergibt sich der (Betrag des) Sinus des ersten BRAGG–Winkels zu:

$$\sin \theta_B = \frac{\lambda}{2\Lambda}.$$

Für derartige hochfrequente, oberflächenkorrugierte Gitter kann man für verschiedene symmetrische Gitterprofile (sinus-, trapez-, dreieckförmig, ...) jeweils etwa 100 % Beugungseffizienz in die erste Ordnung unter BRAGG–Winkel erreichen, wobei sich unterschiedliche technologische Herausforderungen ergeben. Für die am IPHT genutzte Technologiekette (vgl. Abschnitt 2.4) sind binäre Strukturen besonders einfach herzustellen, daher soll deren Beugungsverhalten genauer analysiert werden.

Die Bilder 15 und 16 zeigen für binäre Gitter die numerisch berechneten Beugungseffizienzen in die erste Beugungsordnung für BRAGG–Einfall über Gitterperiode und Gittertiefe für drei ausgewählte Tastverhältnisse.

Bild 15 gilt für eine Materialbrechzahl $n = n_{\text{II,Graben}} = n_{\text{III}} = 1,46$, Bild 16 für $n = 2,6$. Erwartungsgemäß ist eine signifikante Brechzahlabhängigkeit zu beobachten. Da die Wellenlänge im Material nur den n -ten Bruchteil der Freiraumwellenlänge beträgt, skalieren auch die Ausbildung stehender Wellen, Wellenleitungseffekte und andere Resonanzerscheinungen mit der Brechzahl. Daraus ergeben sich geringere erlaubte Geometrieparameter–Toleranzen für größere Brechzahlen, da die Bereiche extremer Beugungseffizienz nur für kleine D – Λ –Parameterbereiche gelten.

Des Weiteren zeigt sich, dass für kleine Brechzahlen für TE– und für TM–polarisiertes Licht Gitterdesigns mit extrem hohen Beugungseffizienzen existieren, eine quantitative Auswertung erfolgt im nächsten Abschnitt. Für $n = 2,6$ hingegen existieren derartig effizient beugende Gitter nur für TM–polarisiertes Licht und auch hier nur für kleine Gitterperioden, respektive große BRAGG–Einfallswinkel nahe dem BREWSTER–Winkel. Dieses Beugungsverhalten kann phänomenologisch durch FRESNEL–Verluste begründet werden.

Die Bilder 15 und 16 ermöglichen für eine entsprechende Materialbrechzahl, besonders hocheffiziente Designparameter zu identifizieren. Diese Art der graphischen Darstellung ermöglicht wei-

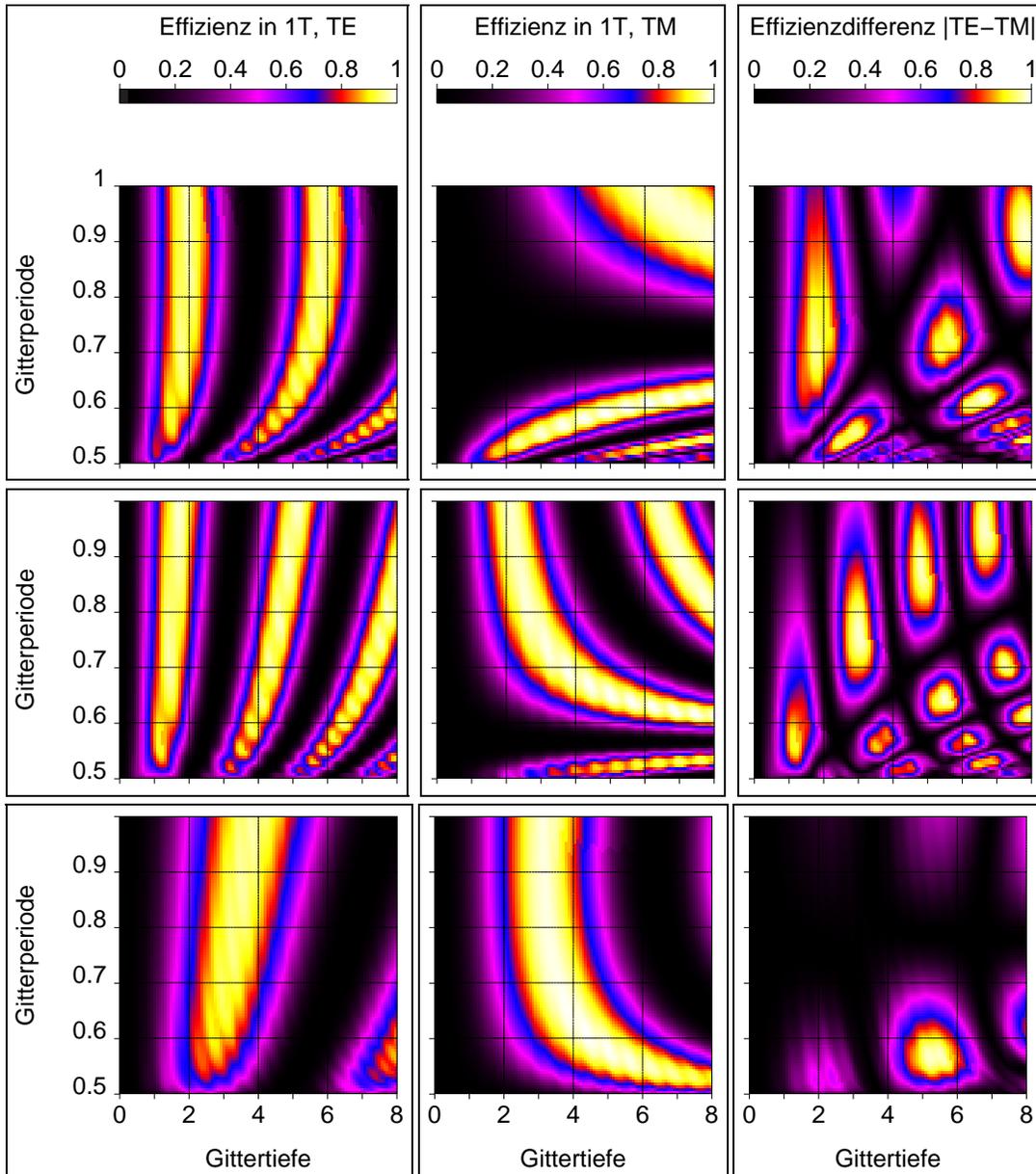


Bild 15: Beugungseffizienzen in die erste transmittierte Beugungsordnung (1T) für binäre oberflächenkorrigierte Gitter mit $n_{\text{II, Graben}} = n_{\text{III}} = 1,46$ bei Strahleinfall unter BRAGG-Winkel für TE-polarisiertes Licht (*links*: $\eta_{1\text{T}, \text{TE}}$), für TM-polarisiertes Licht (*Mitte*: $\eta_{1\text{T}, \text{TM}}$) und der Betrag der Differenz beider Effizienzen (*rechts*: $|\eta_{1\text{T}, \text{TE}} - \eta_{1\text{T}, \text{TM}}|$), dargestellt für drei verschiedene Tastverhältnisse $f = 0,2$ (*oben*), $f = 0,5$ (*Mitte*) und $f = 0,8$ (*unten*). Die Gitterperiode Λ/λ und die Gittertiefe D/λ sind als auf die Wellenlänge normierte Größen angegeben.

terhin, die für die technologische Realisierung wesentlichen Parametertoleranzen abzuschätzen. Im folgenden Abschnitt werden maximal mögliche Beugungseffizienzen für binäre hochfrequente Gitter allgemeingültig, aber dafür weniger anschaulich diskutiert.

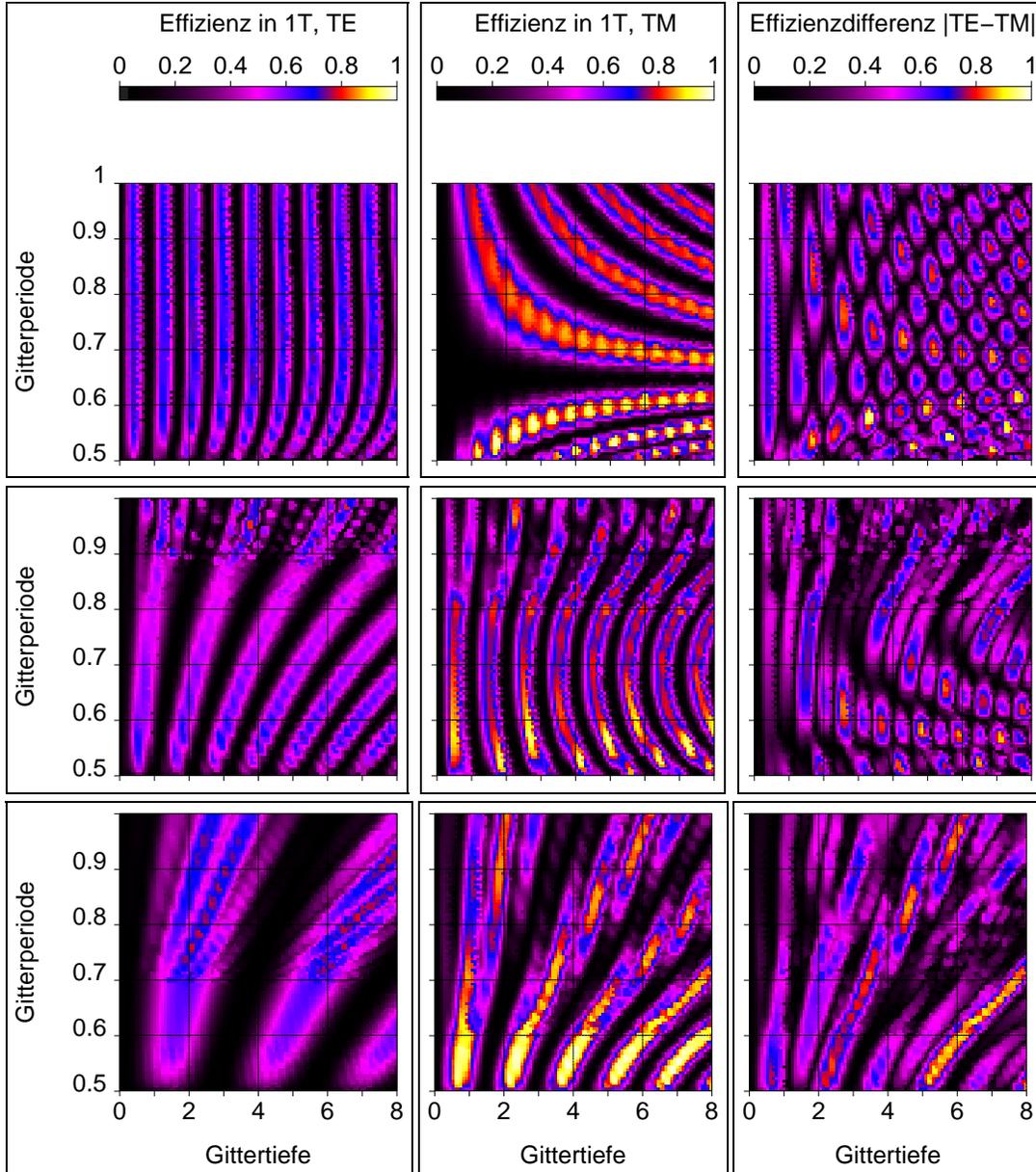


Bild 16: Beugungseffizienzen in die erste transmittierte Beugungsordnung (1T) für binäre oberflächenkorrigierte Gitter mit $n_{II, \text{Graben}} = n_{III} = 2,6$ bei Strahleinfall unter BRAGG-Winkel für TE-polarisiertes Licht (*links*: $\eta_{1T, TE}$), für TM-polarisiertes Licht (*Mitte*: $\eta_{1T, TM}$) und der Betrag der Differenz beider Effizienzen (*rechts*: $|\eta_{1T, TE} - \eta_{1T, TM}|$), dargestellt für drei verschiedene Tastverhältnisse $f = 0,2$ (*oben*), $f = 0,5$ (*Mitte*) und $f = 0,8$ (*unten*). Die Gitterperiode Λ/λ und die Gittertiefe D/λ sind als auf die Wellenlänge normierte Größen angegeben.

Einfluss der Brechzahl auf maximal mögliche Beugungseffizienzen:

Die Bilder 15 und 16 zeigen anschaulich, dass die Materialbrechzahl einen entscheidenden Einfluss auf maximal erreichbare Beugungseffizienzen hat. Diesen Bildern sind jedoch keine exakten quantitativen Werte zu entnehmen, auch sind nur die Beugungseffizienzen für drei ausgewählte Füllfaktoren dargestellt. Daher soll nun für verschiedene Brechzahlen eine allgemeingültige quantitative Diskussion absoluter Effizienzmaxima für binäre oberflächenkorrigierte Gitter bei BRAGG-Einfall folgen.

Da eine große Gitterperiode prinzipiell die Verteilung der Leistung auf viele Beugungsordnungen bewirkt, müssen nur hochfrequente Designs untersucht werden. Die kleinste mögliche Gitterperiode Λ_{\min} ist durch das Auftreten der ersten Beugungsordnung bestimmt. Sie berechnet sich nach Gleichung (5) auf Seite 17 für $\Phi_{\text{einf}} = 0$ zu

$$\Lambda_{\min} > \Lambda_{\text{ZOG}} = \frac{\lambda}{n_{\text{III}} - n_{\text{I}} \sin \theta_{\text{einf}}}. \quad (11)$$

Für diesen Gitterperiodenbereich, normiert auf die Wellenlänge, sind in Bild 17 die maximal möglichen Beugungseffizienzen in die erste transmittierte Beugungsordnung für binäre Oberflächenreliefgitter unter BRAGG-Einfall für verschiedene Brechzahlen dargestellt.

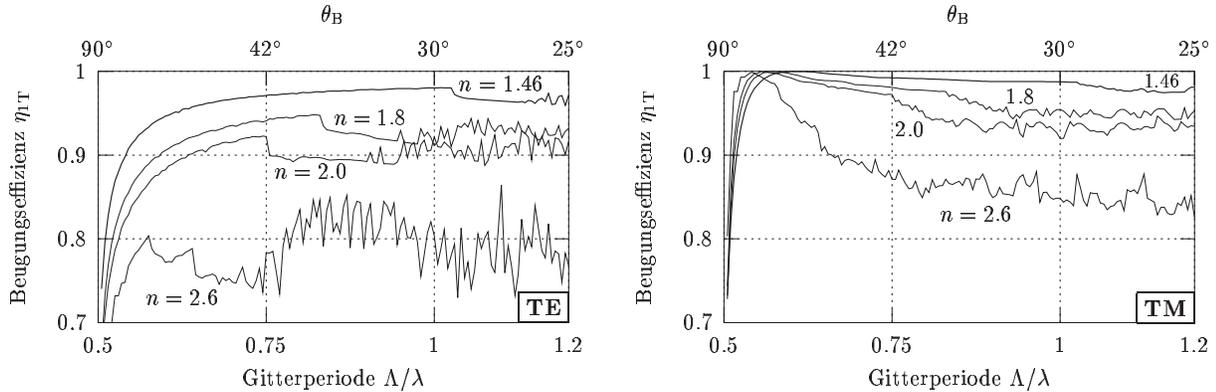


Bild 17: Maximal mögliche Beugungseffizienz für hochfrequente binäre SOG unter BRAGG-Einfall. Die angegebenen Datenpunkte erhält man, wenn die Gittertiefe D und der Füllfaktor f entsprechend $0,8 \leq D/\lambda \leq 10$ mit $\Delta(D/\lambda) = 0,02$ und $0,1 \leq f \leq 0,9$ mit $\Delta f = 0,02$ variieren dürfen.

Bild 17 zeigt, dass für binäre SOG gilt:

- Hochbrechende Materialien beugen aufgrund von FRESNEL-Verlusten generell ineffizienter und sind damit für hocheffiziente BRAGG-Strahlableiter ungeeignet.
- Es existieren extreme Unterschiede im Beugungsverhalten für TE- und für TM-polarisiertes Licht:

- Für TE–polarisiertes Licht fällt die maximal erreichbare Beugungseffizienz mit steigender Brechzahl; typische Maximalwerte der Beugungseffizienz sind deutlich kleiner 99 %.

Für TM–polarisiertes Licht existiert immer ein Designpunkt mit etwa 100 % Beugungseffizienz. Der Bereich möglicher Gitterperioden, um derartig hocheffiziente Strahlableitung zu erreichen, wird jedoch mit steigender Brechzahl immer schmaler und die für maximale Effizienz zu realisierende Periode wird immer geringer.

- Für moderate Brechzahlen liegt das Maximum der Beugungseffizienz für TE–polarisiertes Licht etwa bei Gitterperioden kurz bevor die zweite Beugungsordnung auftritt.

Für TM–polarisiertes Licht hingegen tritt das Maximum der Beugungseffizienz immer für Einfallswinkel in der Größenordnung des BREWSTER–Winkels auf ($\theta_B \approx \theta_{\text{Brewster}}$), entsprechend ergeben sich sehr geringe notwendige Gitterperioden.

Das starke „Rauschen“ der in Bild 17 theoretisch berechneten Beugungseffizienzen ist der (aufgrund hoher Rechenzeiten) groben Rasterung des untersuchten Parameterraumes geschuldet. Auf Glättung durch Interpolation wurde bewußt verzichtet. Der besonders für TE–polarisiertes Licht recht deutliche Einbruch der Beugungseffizienz tritt bei der Gitterperiode Λ_{max} auf, wo gerade die zweite Beugungsordnung streifend aus dem Substrat auszutreten beginnt. Nach Gleichung (6) ist mit $\theta_{\text{III}2} = 90^\circ$ und $m = 2$:

$$\frac{\Lambda_{\text{max}}}{\lambda} = \frac{3}{2 \cdot n_{\text{III}}}.$$

Während bisherige Veröffentlichungen als Ergebnis der Suche nach Designs maximaler Beugungseffizienz angaben, dass einzelne Designpunkte mit Beugungseffizienzen größer 90 % bis 99 % (je nach Veröffentlichung) für eine bestimmte Polarisation existieren, ist meines Wissens nun erstmalig eine globale Diskussion möglicher Beugungseffizienzen binärer oberflächenkorrigierter Gitter gegeben.

3.2 Binäre Gitter–Designs extremer Polarisationsabhängigkeit

Aufbauend auf diesem Wissen werden im Folgenden Gitterparameter spezifiziert, bei denen extreme Unterschiede im Beugungsverhalten in Abhängigkeit der einfallenden Polarisation auftreten. Nach einer einführenden Argumentation, warum diffraktive dielektrische geeigneter als diffraktive metallische Polarisationsstrahlteiler sind, soll das Design eines diffraktiven dielektrischen Polarisationsstrahlteilers detailliert diskutiert werden.

Generell sind preiswerte Polarisatoren gesucht, die extreme Auslöschungsverhältnisse⁸ bei kleiner Baugröße ermöglichen. Die Polarisation unpolarisierten Lichtes kann durch unterschiedliche

⁸Zur Definition siehe Bild 18.

Streumechanismen erreicht werden: durch Reflexion (BREWSTER-Winkel), selektive Absorption oder Dichroismus, RAYLEIGH-Streuung und Doppelbrechung.

Am häufigsten werden Polarisatoren verwendet, die auf der unterschiedlichen Absorption orthogonaler Polarisationsrichtungen beruhen. Diese Materialeigenschaft wird als **Dichroismus** bezeichnet, da die unterschiedliche Absorption für den ordentlichen und den außerordentlichen Strahl in doppelbrechenden Kristallen oft auch wellenlängenabhängig ist und daher zur Farbigkeit dieser dichroitischen (einer Untergruppe doppelbrechender) Kristalle führt. Ein interessanter historischer Überblick zu künstlich hergestellten Polarisatoren findet sich in [Land 1951]. Ebenfalls als dichroitische Polarisatoren werden **metallisierte** gestreckte Plastfolien (H-Polaroidfilter) oder auch **Drahtgitterpolarisatoren** bezeichnet. Das physikalische Prinzip beruht hier auf der freien Beweglichkeit von Elektronen entlang einer Raumrichtung, der Drahtrichtung. Fällt linear polarisiertes Licht ein, dessen elektrische Feldkomponente in Drahtrichtung schwingt (TE-polarisiert), wird in den Drähten ein Strom induziert. Der von den Elektronen nicht in JOULEsche Wärme abgegebene Energieanteil wird in alle Richtungen wieder abgestrahlt und löscht sich mit dem einfallenden Feld in Transmissionsrichtung gegenseitig aus. Senkrecht zur Drahtrichtung kann hingegen kein Strom induziert werden, ein entsprechend polarisiertes Feld (TM-polarisiert) wird nahezu ungeschwächt transmittiert. Drahtgitterpolarisatoren wurden bereits von HEINRICH HERTZ anhand seiner damals gerade entdeckten HERTZschen Wellen untersucht und 1960 erstmals für den IR und angrenzenden sichtbaren Spektralbereich mit oberflächenkorrigierten Subwellenlängenstrukturen von $\Lambda = 463 \text{ nm}$ realisiert [Bird und Maxfield Parrish 1960].

Ein entscheidender Nachteil dieser metallischen SWG ist die große notwendige Gittertiefe, sie muss groß sein gegenüber der Eindringtiefe der elektromagnetischen Welle in das Metall (siehe z. B. [Hecht 1989]). Diese Forderung führt zu ebenfalls hohen Transmissionsverlusten für TM-polarisiertes Licht und mindert damit das erreichbare Polarisationsverhältnis des Polarisators. In neueren Arbeiten wird versucht, den sogenannten „inversen“ Polarisationsseffekt auszunutzen. Hier wird TE-polarisiertes Licht transmittiert, während Plasmonenanregung zur Absorption TM-polarisierten Lichtes führt. Mit heutigen technologischen Möglichkeiten werden jedoch nur Polarisationsverhältnisse kleiner etwa zehn erreicht (vergleiche [Schnabel u. a. 1999]).

Daher liegt es nahe, dielektrische Polarisatoren entsprechend Bild 18 zu entwickeln.

Diese sind zusätzlich attraktiv, da bei Realisierung beispielsweise in Quarz in geeigneten Spektralbereichen auch für extrem hohe Strahlleistungen keine Zerstörung der Elemente durch Absorption auftreten kann.

Die Existenz binärer Gitterdesigns mit hoher Beugungseffizienz in die erste transmittierte Beugungsordnung ist Bild 17 zu entnehmen. Jedoch wird dort nicht klar, ob die zugehörigen Designpunkte stark polarisationssensitiv sind oder ob hohe Beugungseffizienzen für eine Schwingungsrichtung auch für die orthogonal schwingende Komponente des elektrischen Feldes hohe

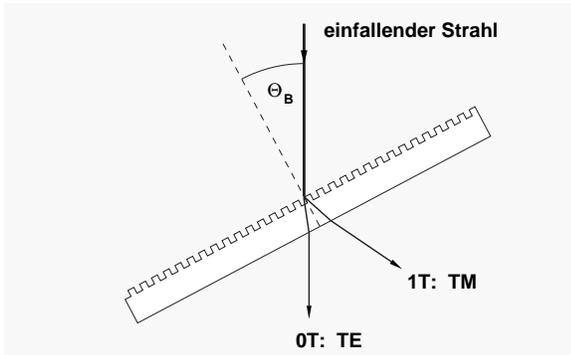


Bild 18: Dielektrisches binäres SOG als Polarisationsstrahlteiler: TM-polarisiertes Licht wird hocheffizient in die erste Beugungsordnung gebeugt, TE-polarisiertes Licht wird nahezu vollständig ungebeugt transmittiert.

Das Auslöschungsverhältnis ER (*extinction ratio*) ist definiert als

$$ER = 10 \cdot \log \frac{\eta_{0T, TE}}{\eta_{0T, TM}},$$

[ER] = dB.

Beugungseffizienz bedeuten. Diese Information ist qualitativ für ausgewählte Gitterparameter den rechten Graphiken der Bilder 15 und 16 zu entnehmen. Um die extremen Unterschiede in Abhängigkeit der Polarisation noch einmal zu veranschaulichen, zeigt Bild 19 eine 3D-Ansicht der Beugungseffizienzen in 1T von Bild 15 für $f = 0,5$.

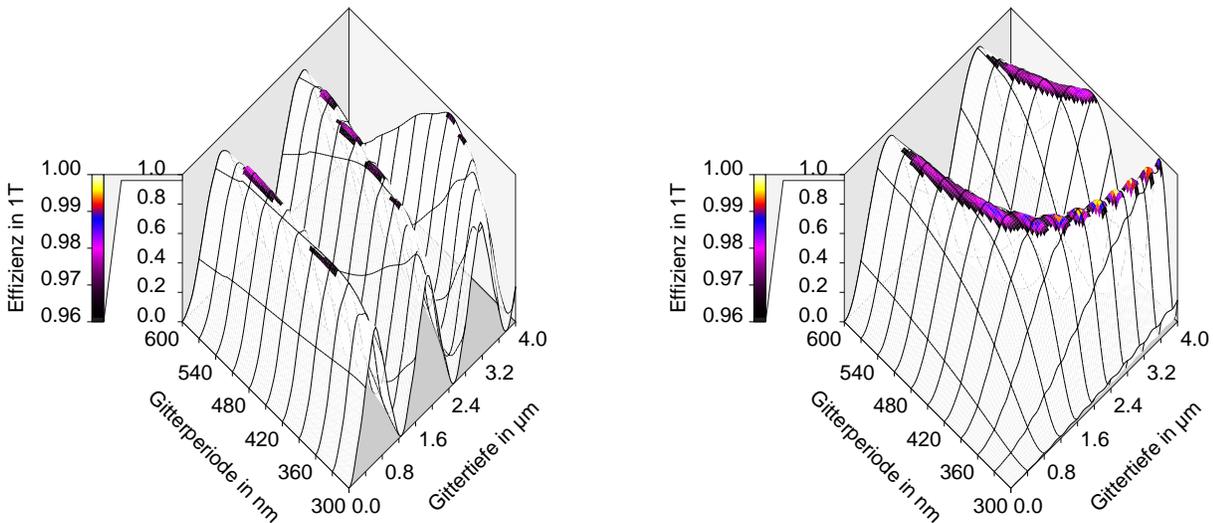


Bild 19: Beugungseffizienz eines binären SOGs in Quarz für TE-polarisiertes Licht (*links*) und TM-polarisiertes Licht (*rechts*) der Wellenlänge $\lambda = 543 \text{ nm}$ für $f = 0,5$.

Dass binäre Gitter im resonanten Designbereich für unterschiedliche Polarisationen extreme Unterschiede im Beugungsverhalten aufweisen, ist offensichtlich, man vergleiche beispielsweise die Beugungseffizienzen für eine Gitterperiode von 360 nm und eine Gittertiefe von etwa $1,5 \mu\text{m}$. Um nun ein polarisationsselektives Design auszuwählen, welches mit aktuellen technologischen Möglichkeiten realisierbar ist, wird der bisher untersuchte Parameterbereich auf Gitter mit Aspektverhältnissen kleiner zehn eingeschränkt, d. h. beispielsweise für $f = 0,5$ muss $D/\Lambda \leq 5$ sein, für $f = 0,1$ oder $f = 0,9$ hingegen muss $D/\Lambda \leq 1$ gelten. Die Ergebnisse der numerischen Simulation für den oben angegebenen Parameterbereich sind in Bild 20 dargestellt.

Es zeigt sich, dass prinzipiell für jede Gitterperiode Designparameter existieren, die die Realisierung eines Polarisationsstrahlteilers mit mehr als 40 dB Extinktion erlauben, vgl. rechte untere Kurven in Bild 20.

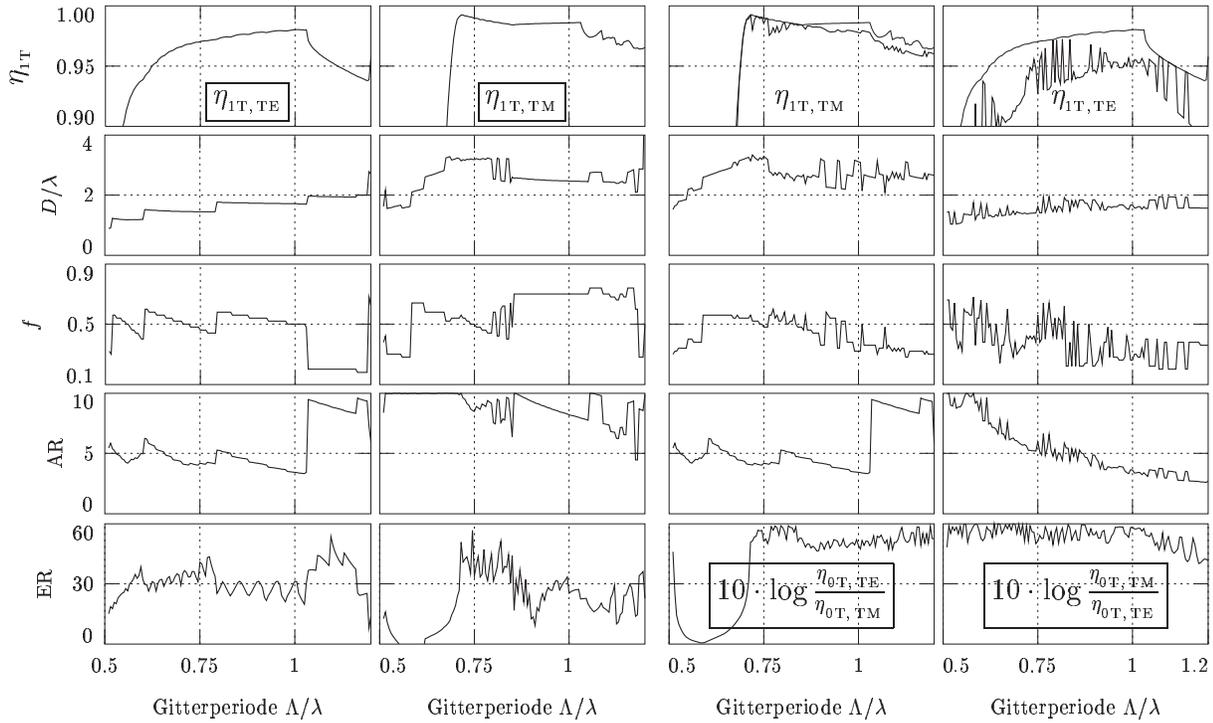


Bild 20: Maximum der Beugungseffizienz in die erste Beugungsordnung η_{1T} (links oben) und Maximum des Extinktionsverhältnisses ER (rechts unten) mit zugehörigen Designwerten (Gittertiefe D/λ , Füllfaktor f , Aspektverhältnis AR), für binäre SOG mit Aspektverhältnissen kleiner 10. Die gerahmte Größe ist die optimierte Größe. Die beiden Spalten berücksichtigen jeweils die unterschiedliche Polarisation des Lichtes.

Das „Rauschen“ der in Bild 20 gezeigten Kurven hat zwei Ursachen. Einerseits musste aufgrund der langen Rechenzeiten bei der Berechnung der Beugungseffizienz in Abhängigkeit von Gitterperiode (und damit BRAGG-Winkel), Gittertiefe und Füllfaktor eine Schrittweite bei der Variation dieser drei Parameter gewählt werden, die keinen stückweise glatten Kurvenverlauf erlaubt. Zum Zweiten ergeben sich beim ersten Auftreten höherer Beugungsordnungen Unstetigkeiten, die an gewissen Designpunkten Sprünge der dargestellten Abhängigkeiten bedingen. Für TE-polarisiertes Licht, welches auf binäre oberflächenkorrugierte Gitter mit $f = 0,5$ einfällt, findet sich in [Nojonen und Turunen 1994] eine detaillierte Diskussion dieser Unstetigkeiten.

3.3 Parametertoleranzen für das Design eines Polarisationsstrahlteilers

Diffraktive Transmissionsgitter können zur Lösung unterschiedlichster Strahlformungsaufgaben optimiert werden. Es existieren Gitter, die sehr breitbandig arbeiten, beispielsweise Strahlformer für photovoltaische Anlagen oder Antireflexschichten für den gesamten VIS-Bereich, vgl. Abschnitt 4.1.2. Hingegen arbeiten sogenannte *guided mode resonance filter (GMRF)* oder *coupled plasmon waveguide resonance (CPWR)* Elemente nur extrem schmalbandig, ihr Prinzip beruht auf der Nutzung von Resonanzeffekten in Kombination mit Wellenleitern oder auch nur in Gittern.

In dieser Arbeit untersuchte Gitter sind als Freistrahloptiken zum Gebrauch mit monochromatischer Laserstrahlung gaußförmigen Querschnitts gedacht. Gegenüber der typischen Linienbreite eines He-Ne-Lasers von $\Delta\lambda/\lambda \ll 10^{-5}$ und der räumlichen Divergenz $\Delta\theta \approx \lambda/(\pi w_0) < 10^{-3}$ eines Gaußstrahles mit einer Taille w_0 im Millimeterbereich weisen Einzelgitter eine hinreichende Wellenlängen- und Winkeltoleranz auf. Bei anderen Wellenlängen beugen sie ineffizient, wobei jedes Design prinzipiell für andere Wellenlängen skalierbar ist. Bei der Kombination mehrerer Gitter können sich diese Selektivitäten jedoch drastisch ändern, in diesem Fall sind detaillierte Untersuchungen notwendig (vergleiche Abschnitt 5.1).

Die Gitterperiode Λ wird beim Schreiben des Lackmasters mit der Elektronenstrahlbelichtungsanlage LION LV 1⁹ der Firma LEICA festgelegt. Das Gerät erlaubt es, bei einer Schrittweite von 2 nm, geregelt durch Laserinterferometrie, ein Arbeitsfeld von $160 \times 160 \text{ mm}^2$ zu beschreiben. Der Fehler der Gitterperiode eines Gitters der Kantenlänge L , typischerweise ist $L \approx 2 \text{ mm}$, beträgt somit etwa $\Delta\Lambda/\Lambda \approx 2 \text{ nm}/L = 10^{-6}$. Damit wird die Gitterperiode im Rahmen der Messgenauigkeit als bekannt angenommen.

Die Materialbrechzahl von Quarz kann ebenfalls als konstant vorausgesetzt werden. Somit verbleiben als zu untersuchende Parameter die Gittertiefe D , der Füllfaktor f , die Stegform, in erster Näherung durch die Neigung trapezförmiger Stege simuliert, und die Oberflächenrauigkeit. Letztere bedingt bei korrekter Prozessführung Streulicht mit Gesamtintensitäten kleiner 0,1% des einfallenden Lichtes und kann vernachlässigt werden.

Die Kenntnis des Einflusses von Parameterabweichungen ist unter zwei Aspekten wesentlich:

- Strukturen, die die geforderte optische Strahlformungsaufgabe auch noch bei Abweichungen vom Idealdesign erfüllen, sind technologisch leichter zu realisieren.
- Die Kenntnis der Korrelation zwischen Parameterabweichungen und optischer Performance erlaubt, die Strukturparameter zu optimieren.

Letztgenannte Optimierung der Strukturparameter ist beispielsweise durch den oben bereits erwähnten Technologiezyklus möglich (vergleiche Seite 28). Hierbei muss die aktuelle Gittertiefe

⁹Lithography System for Integrated Optics and Nanometric Structures written with Low Voltages.

zerstörungsfrei bestimmt werden. Für hochfrequente Gitter existieren bisher keine direkten Messverfahren. Mit einem Atomkraftmikroskop (AFM) kann weder die Flankenform fehlerfrei abgebildet noch die Tiefe von Gittergräben bei einem Aspektverhältnis größer eins gemessen werden. REM-Messungen sind nur an gebrochenen Strukturen sinnvoll, wie im folgenden Abschnitt genauer ausgeführt wird. Eine indirekte Bestimmung der Gitterparameter durch die Vermessung von Beugungseffizienzen ist meist **nicht eindeutig** möglich und in jedem Fall experimentell und numerisch sehr aufwendig. Die Form-Doppelbrechung derartiger Strukturen bei konstantem Füllfaktor hingegen ist stückweise linear proportional der Gittertiefe. Bei Kenntnis des Füllfaktors aus Oberflächen-REM-Aufnahmen ist es daher möglich, in einer Regelschleife aus optischer Charakterisierung, Beschichten und Nachätzen, die gewünschte Gittertiefe zu realisieren.

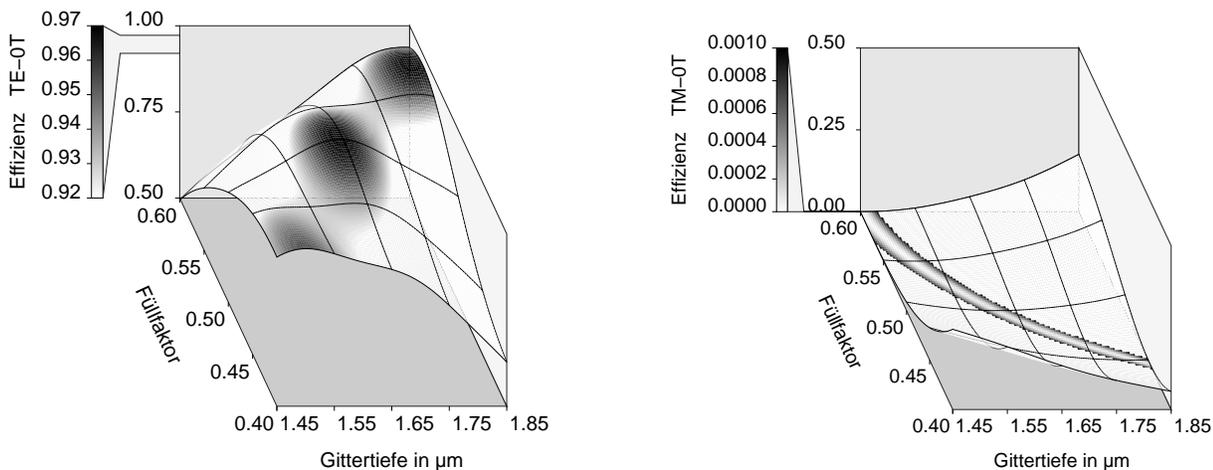


Bild 21: Einfluss geringer Parametervariationen auf die ungebeugt transmittierte Effizienz (η_{0T}) eines binären SOG in Abhängigkeit der Polarisation des einfallenden Lichtes (*links*: TE- *rechts*: TM-polarisiertes Licht) für $\lambda = 543 \text{ nm}$, $\Lambda = 415 \text{ nm}$, $n = 1, 46$.

Bild 21 zeigt die Variation der ungebeugt transmittierten Leistung (0T) für TE- (*links*) und TM-polarisiertes Licht (*rechts*). Soll der Polarisationsstrahlteiler als Polarisator eingesetzt werden, der nur TE-polarisiertes Licht transmittiert, so bestimmen diese Werte das Extinktionsverhältnis des Polarisators. Es ist deutlich zu erkennen, dass für TE-polarisiertes Licht hohe Transmission der gewünschten Polarisation in einem relativ großen Parameterbereich bezüglich Gittertiefe und Füllfaktor erreicht wird. Hingegen sind die bei der Herstellung erlaubten Toleranzen, um TM-polarisiertes Licht möglichst vollständig in die erste Beugungsordnung abzubeugen, sehr gering. Der Bereich für $\eta_{0T, TM} < 0,1\%$, was bei einer angenommenen Transmission TE-polarisierten Lichtes von 100 % Extinktionen größer 30 dB entspricht, ist im rechten Bild 21 zur Verdeutlichung mit Grauwerten unterlegt.

Diese Verhältnisse sind im Bild 22 (*links*) nochmals als Extinktion dargestellt, wobei man durch

Vergleich der Bilder 21 und 22 feststellt, dass die Bereiche mit Extinktionen um 60 dB zu Gittergeometrien mit einer Gesamttransmission von nur etwa 50 % TE-polarisierten Lichtes gehören und damit kein attraktives Design darstellen.

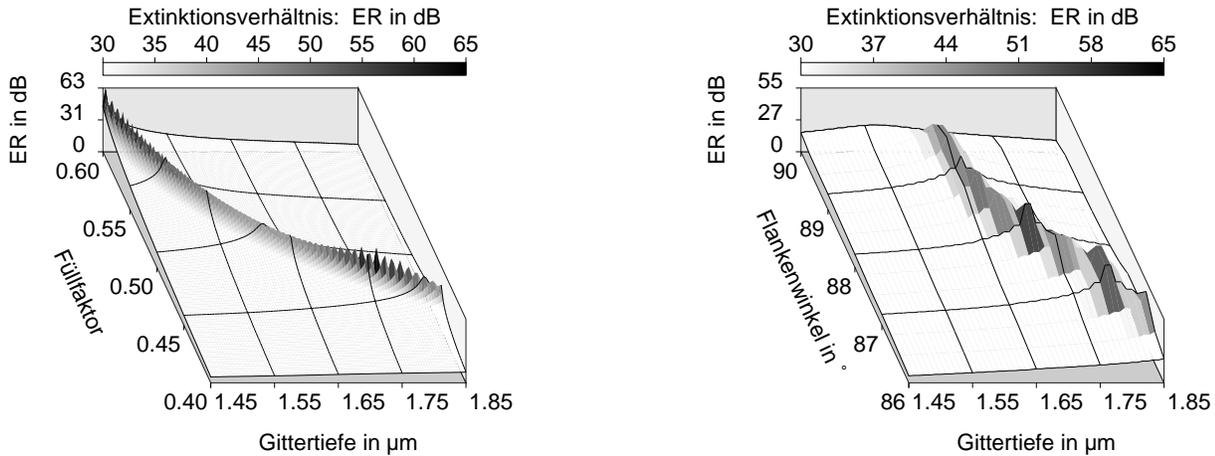


Bild 22: Einfluss von Designtoleranzen (Gittertiefe D , Füllfaktor f und der Neigung der Flanken der Gitterstege) auf das Extinktionsverhältnis des Polarisationsstrahlteilers. Die linke Darstellung gilt für senkrechte Gitterflanken, die im rechten Bild dargestellten Verhältnisse ergeben sich für $f = 0,49$.

Das Bild 22 (*rechts*) zeigt, dass die Flankenneigung einen wesentlichen Einfluss auf das Beugungsverhalten hat. Hierbei ist nur der einfachste Fall angegeben, dass die Stegbreite sich über der Gittertiefe linear ändert. Die angegebenen Extinktionsverhältnisse gelten für einen Füllfaktor $f = 0,49$. Qualitativ entsprechen diese Ergebnisse den Erwartungen, da geneigte Gitterflanken einem Gitter mit lokal veränderlichem Füllfaktor entsprechen, so dass veränderte Randbedingungen für die Wellenleitungseffekte innerhalb der Gitterregion gelten. Bereits für kleine Abweichungen von der senkrechten Flankenform ergeben sich wesentlich größere notwendige Tiefen.

Bild 23 veranschaulicht die Flankenform für verschiedene Flankenwinkel.



Bild 23: Flankenform für verschiedene Flankenwinkel für Gitter mit $f = 0,49$.

Der Füllfaktor bei geneigten Flanken ist in dieser Arbeit über die Geometrieverhältnisse in der halben Gittertiefe definiert.

3.4 Experimentelle Ergebnisse

Die Realisierung hochfrequenter Gitter mit Aspektverhältnissen größer eins stellt hohe technologische Anforderungen an das elektronenstrahlolithographische Schreiben der Lackmaske, die Entwicklung der Lackstruktur und besonders an das Ätzen zur Übertragung der Lackmaske in das Substrat. Eine Optimierung dieser Technologieschritte erfordert die exakte Kenntnis der im Substrat erzielten Gittergeometrie.

Eine optische Vermessung erlaubt in der Regel keinen eindeutigen Rückschluss auf die vorliegende Gittergeometrie, wenn Flankenform, Tastverhältnis und Gittertiefe unbekannt sind. Die Oberflächencharakterisierung hochfrequenter Gitter mittels Atomkraftmikroskopie (AFM) ist nur für Aspektverhältnisse deutlich kleiner eins möglich. Die Inspektion mittels Rasterelektronenmikroskopie (REM) erlaubt das Tastverhältnis auf der Oberfläche des Gitters abzuschätzen (siehe linkes Bild 24), enthält jedoch keine Information über Stegform, Gittertiefe und Sauberkeit des Gittersteges, beispielsweise bezüglich Rückständen vom Entwicklungs- oder Ätzprozess.

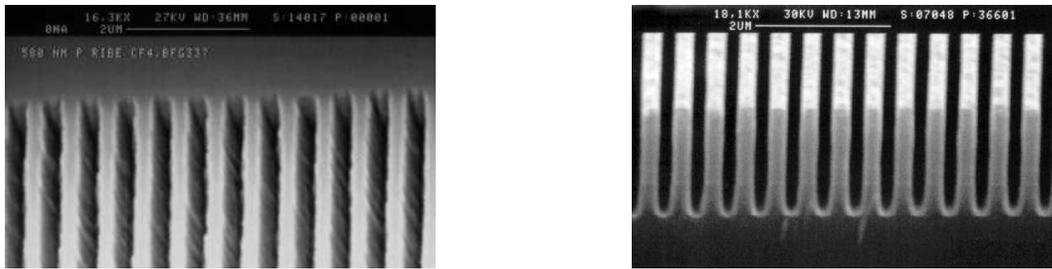


Bild 24: REM-Aufnahmen zweier (begoldeter) SOG in Quarz. *links*: $\Lambda = 580$ nm, Draufsicht; *rechts*: $\Lambda = 440$ nm, Gitter quer gebrochen, Bruchkantenaufnahme.

Aus diesem Grund muss das Substrat mit dem Gitter gebrochen werden, um das Design mittels REM direkt an der Bruchkante bestimmen zu können. Das rechte Bild 24 zeigt die REM-Aufnahme der Bruchkante eines typischen hochfrequenten SOG mit $\Lambda = 440$ nm, wie es zur Herstellung eines nanooptischen Schalters (Abschnitt 5.1) benötigt wird.

Die Ergebnisse der optischen Vermessung eines SOG, optimiert auf die hocheffiziente Beugung TM-polarisierten Lichtes bei BRAGG-Einfall, sind in Bild 25 dargestellt.

Der gestrichelte Verlauf der Beugungseffizienz kennzeichnet die numerisch mittels RCWA ermittelten Werte für ein halbumendliches Substrat abzüglich der FRESNEL-Verluste an der Substratrückseite. Die durchgezogene Kurve der gemessenen Beugungseffizienzen zeigt starke Interferenzeffekte in der Nähe senkrechten Strahleinfalls, deren Modulationstiefe mit steigendem Einfallswinkel abnimmt. Diese Interferenzen erklären sich bei genauer Betrachtung der Schichtgeometrie in Bild 26.

Die Leistungen der einzelnen reflektierten Strahlanteile hängen stark vom Einfallswinkel ab. Für senkrechten Einfallswinkel ist der an der Substratrückseite reflektierte Anteil des ungebeugten

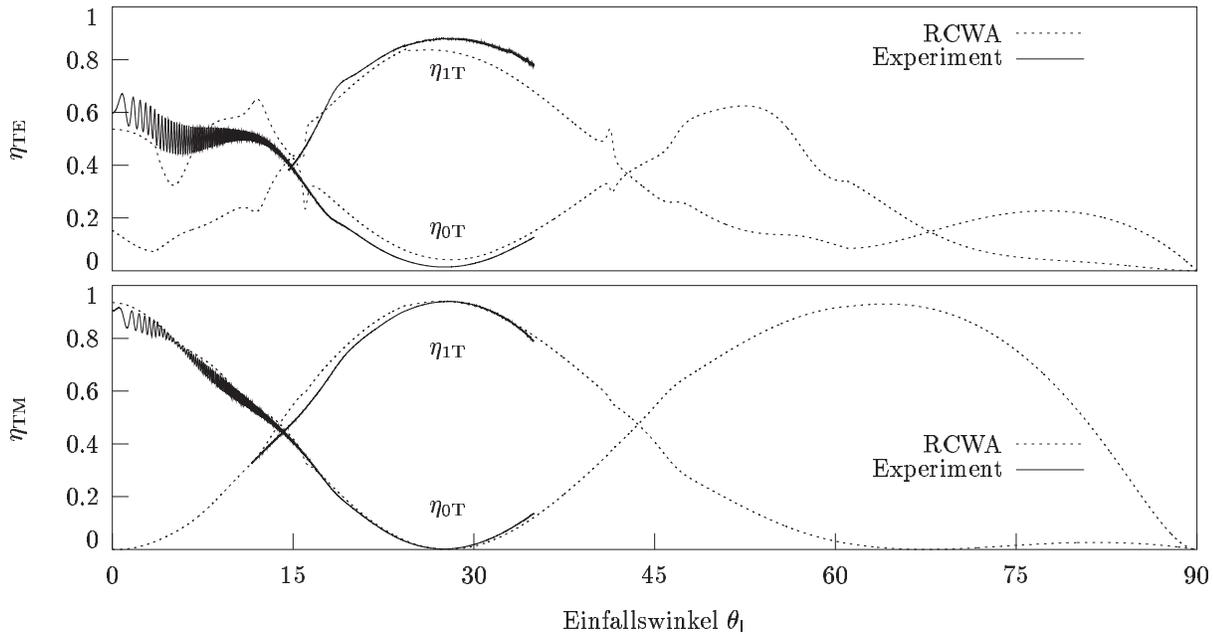


Bild 25: Bei einer Wellenlänge von 543 nm gemessene Beugungseffizienz in die nullte (0T) und erste (1T) transmittierte Ordnung eines SOGs (960830) mit $\Lambda = 580$ nm und den Zielwerten $f = 0,5$ und $D = 1,1 \mu\text{m}$ für TE-polarisiertes Licht (*oben*) und TM-polarisiertes Licht (*unten*).

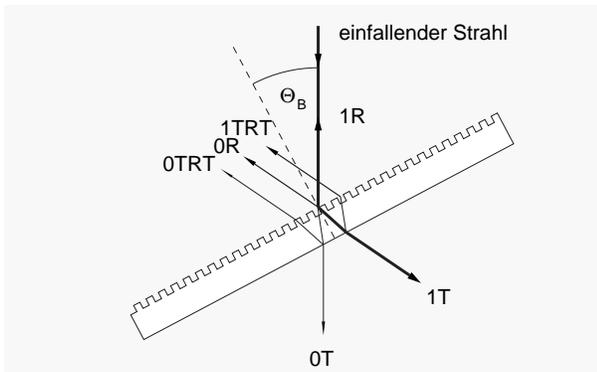


Bild 26: SOG mit BRAGG-Einfall: Die reflektierte Beugungsordnung 0R, der ungebeugte Reflex von der Substratrückseite 0TRT sowie der von der Substratrückseite reflektierte Anteil der ersten Beugungsordnung 1TR, nochmals hocheffizient gebeugt zu 1TRT, breiten sich in der gleichen Raumrichtung aus. Bei räumlicher Überlappung der endlichen Strahlquerschnitte interferieren diese Strahlen.

Lichtes $0T \rightarrow R$ nicht vernachlässigbar. Da das Gitter nicht effizient beugt, erscheint also die Leistung von $0T \rightarrow R$ im wesentlichen in $0T \rightarrow R \rightarrow 0T$ (kurz: 0TRT). Bei BRAGG-Einfall finden sich für hocheffiziente SOG signifikant von Null verschiedene Leistungen in 1T und damit in $1T \rightarrow R$ und nun wegen der effizienten Beugung nicht in $1T \rightarrow R \rightarrow 0T$, sondern in $1T \rightarrow R \rightarrow 1T$ (kurz: 1TRT). Dieser Reflex breitet sich in der gleichen Richtung aus wie der direkte Reflex an der Gitter-Eintrittsfläche 0R und wie der Reflex 0TRT (siehe Bild 26).

Besitzen zwei dieser Reflexe wesentlich von Null verschiedene Leistungen, so ist der Modulationsgrad in den Messergebnissen von Bild 25 ein Maß für die räumliche Überlappung dieser Strahlanteile. Die über dem Einfallswinkel gechirpte Modulationsperiode und die Überlappung

der Strahlanteile als Funktion des Einfallswinkels wurden in [Glaser u. a. 1998b] berechnet und durch Vergleich mit experimentellen Messwerten verifiziert.

Diese Interferenzeffekte müssen beim Designentwurf kombinierter Elemente unbedingt berücksichtigt werden, wie in Abschnitt 5.1.1 detailliert ausgeführt wird.

Zur optischen Charakterisierung der hergestellten Gitterstrukturen wurde ein Messplatz aufgebaut, der im Folgenden kurz beschrieben werden soll, um die Ursachen angegebener Messfehler zuordnen zu können. Als Strahlungsquelle dient ein über der Wellenlänge durchstimmbarer He-Ne-Laser, dessen Strahlung mittels verschiedener Objektive und einer schräg gebrochenen single-mode Faser in einen Freistrahls mit etwa einem halben Millimeter Taillendurchmesser transformiert wird. Polarisationssteller ermöglichen den Polarisationszustand des Freistrahles festzulegen. Aufgrund der relativ starken Schwankungen der Leistung des Freistrahles wurde bei allen Effizienzmessungen ein Referenzsignal vor dem zu vermessenden Gittermodul ausgekoppelt. Referenzsignal und Mess-Signal wurden mit Hilfe eines zweikanaligen *multi-channel optical power meter 4832* der Firma NEWPORT im PC aufgenommen und mittels selbstgeschriebener Software ausgewertet. Es erfolgte eine zeitliche Mittelung der Messwerte, wobei die Dauer eines Integrationsintervalls dynamisch durch die Schwankung der Messwerte bestimmt wird. Die in der Software vorgegebene Forderung eines relativen Fehlers der Messwerte kleiner 0,1 % ergibt in jedem Fall Integrationszeiten kleiner einer Zehntelsekunde. Dieser geringe Fehler erklärt den glatten Kurvenverlauf der experimentell bestimmten Werte — die Ursachen der Modulation der Mess-Signale für $\theta \lesssim 15^\circ$ wurden bereits besprochen. Die Verbreiterung der Messkurven für sehr große Einfallswinkel (besonders deutlich für TE-polarisiertes Licht) sind gleichfalls durch eine sinusförmige Modulation hervorgerufen, die jedoch im Bild 25 graphisch nicht aufgelöst wird.

Betrachtet man die Langzeitstabilität der Messwerte, so zeigt sich, dass eine Drift die Genauigkeit auf $\pm 0,5\%$ der angegebenen Werte begrenzt. Dieser Gesamtfehler bestimmt damit auch alle in der Arbeit angegebenen Effizienzen. Beispielfhaft werden am Ende dieses Abschnitts die absoluten Fehler für die aufgeführten Effizienzen angegeben.

Bild 27 zeigt die Ergebnisse der Vermessung eines polarisationsstrahlteilenden SOGs. Für die Gitterperiode von $\Lambda = 415 \text{ nm}$ wird die erste transmittierte Ordnung für Einfallswinkel $\theta < 17,96^\circ$ innerhalb des Substrates totalreflektiert.

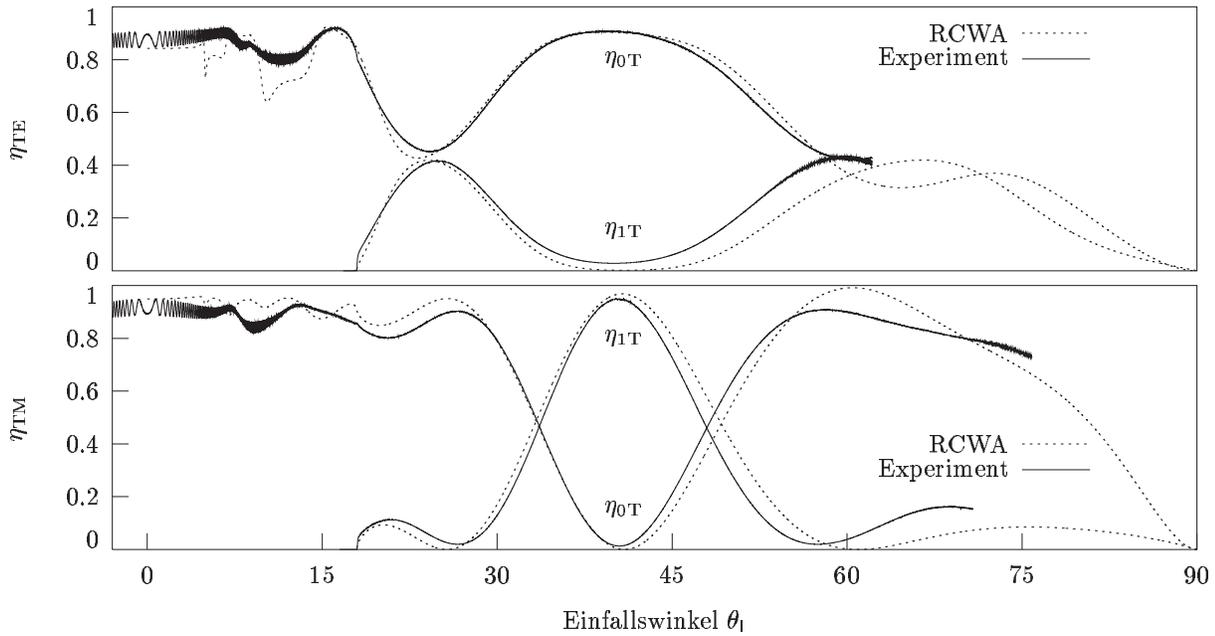


Bild 27: Bei einer Wellenlänge von 543 nm gemessene Beugungseffizienz in die nullte (0T) und erste transmittierte Ordnung (1T) eines Polarisationsstrahlteilers (991217) mit $\Lambda = 415$ nm und den Zielwerten $f = 0,49$ und $D = 1,65 \mu\text{m}$ für TE-polarisiertes Licht (*oben*) und TM-polarisiertes Licht (*unten*).

Die Zielparameter des Gitters entsprechen dem im letzten Abschnitt ermittelten Design eines Polarisationsstrahlteilers. Experimentell wurden die Beugungseffizienzen bei BRAGG-Einfall zu $\eta_{0T, TM} = 0,64\% \pm 0,003\%$ und $\eta_{1T, TM} = 95\% \pm 0,5\%$ für TM-polarisiertes Licht und zu $\eta_{0T, TE} = 87\% \pm 0,4\%$ und $\eta_{1T, TE} = 2\% \pm 0,01\%$ für TE-polarisiertes Licht bestimmt.

4 Form–Doppelbrechung binärer zero–order Gitter (ZOG)

Für isotrope lineare Medien kennzeichnet der Schwingungszustand des elektrischen Feldstärkevektors \mathfrak{E} den Polarisationszustand einer Lichtwelle. Schwingt der Vektor in einer Ebene, spricht man von einer linear polarisierten Welle. Bewegt sich die Spitze des Feldstärkevektors auf einem Kreis oder einer Ellipse, spricht man von zirkular oder elliptisch polarisiertem Licht. Zirkular polarisiertes Licht kann durch zwei orthogonal linear polarisierte Wellen gleicher Amplitude dargestellt werden, die um $\pi/2 = 90^\circ$ phasenverschoben schwingen. Ein optisches Element, welches für orthogonale Polarisationsrichtungen eine derartige Phasendifferenz von 90° erzeugt, wird als $\lambda/4$ –**Plättchen** bezeichnet.

In Abschnitt 3.2 wurde bereits die Nutzung natürlicher und künstlicher Anisotropien zur Filterung linear polarisierten Lichtes untersucht. Der Polarisationsstrahlteiler wirkt als (Linear-) Polarisator. Die geeignete Kombination von einem (Linear-) Polarisator und einem $\lambda/4$ –Plättchen wird als **Zirkularpolarisator** bezeichnet und soll in Abschnitt 5.2 als diffraktive Realisierungsvariante detailliert besprochen werden.

Dieses Kapitel soll die Nutzung hochfrequenter zero–order Gitterstrukturen zur Realisierung von $\lambda/4$ –Plättchen näher untersuchen. Eingangs wird die Physik diskutiert (§ 4.1), wobei sich die zero–order Gittern immanente Eigenschaft, als Antireflexionsschicht zu wirken, offenbart (§ 4.1.2). Für komplizierte Gittergeometrien im resonanten Designbereich wird durch rigorose Verfahren das gewünschte Design optimiert (§ 4.2), anschließend werden experimentelle Ergebnisse angegeben (§ 4.3).

4.1 Effektive Medium Theorie (EMT)

Ist ein Material optisch anisotrop, d. h. treten in verschiedenen Raumrichtungen unterschiedliche Lichtgeschwindigkeiten auf, so kann bei geeignetem Strahleinfall neben der entsprechend dem SNELLIUSSchen Brechungsgesetz ordentlich gebrochenen Lichtwelle eine weitere außerordentlich gebrochene Welle auftreten. Dieses Phänomen wird als **Doppelbrechung** bezeichnet. Optische Anisotropie kann verschiedene Ursachen haben. Neben intrinsischer Doppelbrechung, die durch Anisotropien der elektrischen Eigenschaften von Molekülen bedingt ist, und Spannungs-Doppelbrechung durch mechanische Verspannungen, findet man in der Natur weiterhin Form-Doppelbrechung. Form-Doppelbrechung ist auf Anisotropien in Dimensionen kleiner der Lichtwellenlänge, aber größer als Molekülabmessungen zurückzuführen, meist hervorgerufen durch Mischungen verschiedener isotroper Materialien. Hier soll die Form-Doppelbrechung künstlich hergestellter, dielektrischer oberflächenkorrugierter Gitter näher untersucht werden.

Je kleiner die Gitterperiode eines Gitters ist, desto größer werden die Winkel $\theta_{j,m}$ der m -ten gebeugten Ordnung in der j -ten Schicht. Die maximale Periode Λ , wo gerade noch keine transmittierte Beugungsordnung auftritt ($m = 1$, $\theta_{||1} = 90^\circ$), berechnet sich für $\Phi_{\text{einf}} = 0^\circ$ nach Gleichung (11) auf Seite 37 zu

$$\Lambda < \Lambda_{\text{ZOG}} = \frac{\lambda}{n_{||} - n_{\perp} \sin \theta_{\text{einf}}},$$

alle höheren Beugungsordnungen sind evaneszent (vergleiche Bild 10 auf Seite 25). Für $n_{\perp} \leq n_{||}$ existiert damit auch keine höhere reflektierte Beugungsordnung. Diese ZOG transmittieren und reflektieren nur ungebeugtes Licht (0T und 0R). Die optische Achse dieser künstlich doppelbrechenden Subwellenlängengitter liegt in Richtung des Gittervektors. Damit tritt für senkrechten Strahleinfall kein räumlicher Strahlversatz zwischen ordentlichem und außerordentlichem Strahl auf, aber auch für schrägen Strahleinfall kann dieser aufgrund der geringen Gittertiefe vernachlässigt werden. Relevant an doppelbrechenden ZOG ist damit einzig die durch das Gitter eingeführte Phasendifferenz zwischen linear polarisierten Wellen orthogonaler Schwingungsrichtung. Sie bestimmt die Änderung des Polarisationszustandes der transmittierten gegenüber dem der einfallenden Lichtwelle. Die exakte Berechnung dieser Phasendifferenz ist daher wesentlich und soll im Folgenden detailliert ausgeführt werden.

Für Gitterperioden $\Lambda \ll \lambda$, im sogenannten *long wavelength limit* oder auch *quasi-static limit*, verhalten sich inhomogene isotrope Gitterschichten näherungsweise wie homogene anisotrope Materialschichten, d. h. die optischen Eigenschaften eines Subwellenlängengitters entsprechen denen eines homogenen uniaxialen Films mit der optischen Achse parallel dem Gittervektor. Im Grenzbereich ($\Lambda \approx \lambda$) müssen jedoch Wellenleitungseffekte beachtet werden.

Analytische Lösungen für die polarisationsabhängige, effektiv wirksame Brechzahl im long wavelength limit werden intensiv in der Literatur diskutiert. Diese Theorien werden als **Effektive Medium Theorie (EMT)** oder gleichbedeutend als *homogeneous layer model* (HLM)

bezeichnet. [Rytov 1956] gibt transzendente Gleichungen für senkrechten Strahleinfall an. Aus diesen Gleichungen lassen sich die sogenannte zeroth order EMT und second order EMT ableiten (s. u.). [Glytsis und Gaylord 1988] erweitern diese Lösungen für schrägen Strahleinfall, und [Haggans u. a. 1993b, Brundrett u. a. 1994] geben Lösungen für konischen Strahleinfall sowie Korrekturen zu Fehlern früherer Arbeiten an. [Lalanne und Lemerrier-Lalanne 1997] untersuchen die Möglichkeiten der EMT zur Simulation des doppelbrechenden Verhaltens zweidimensionaler Gitterschichten und diskutieren kritisch den bisherigen Stand der Literatur zur Berechnung der Doppelbrechung zweidimensionaler periodischer Strukturen.

Wie im Folgenden durch Gegenüberstellung der Ergebnisse der EMT mit rigoros numerisch berechneten Werten gezeigt wird, gelten die analytischen Lösungen der EMT selbst für $\Lambda \ll \lambda$ nur für Gittertiefen $D/\lambda \gtrsim 0,5$. Daher ist für die Berechnung der Phase der transmittierten und reflektierten Felder an einem ZOG ebenso wie bei der Berechnung der Beugungseffizienzen eine rigorose Analyse zwingend notwendig.

Um jedoch ein sinnvolles Startdesign zu finden, ist ein physikalisches Verständnis der EMT hilfreich. Daher soll die physikalische Idee am Beispiel senkrechten Strahleinfalls dargestellt werden.

4.1.1 Effektive Medium Theorie für senkrechten Strahleinfall

Unter der Annahme, dass das elektrische Feld und die elektrische Verschiebung innerhalb einer Gitterperiode etwa konstant sind (*long wavelength argument/limit*), lässt sich die Brechzahldifferenz in Abhängigkeit der Polarisierung für eine Anordnung paralleler Platten (siehe Bild 28) nach [Born und Wolf 1997] als sogenannte *zeroth-order approximation* berechnen.

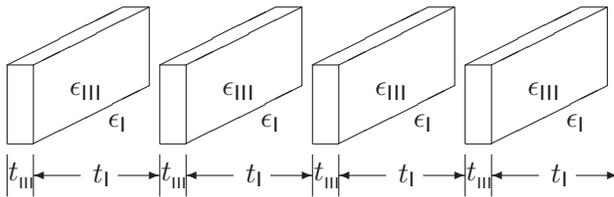


Bild 28: Anordnung paralleler Platten der Plattendicke t_{III} und der Dielektrizitätskonstante ϵ_{III} .

Wie im Folgenden kurz dargestellt werden soll, erhält man von der Gitterperiode unabhängige Brechzahlen.

Zeroth-order EMT:

Für isotrope Medien, der Dielektrizitätstensor reduziert sich auf die skalare Größe ϵ , gilt wegen $\mathfrak{D} = \epsilon \cdot \mathfrak{E}$ Parallelität der Vektoren ($\mathfrak{D} \parallel \mathfrak{E}$). \mathfrak{D} ist der Vektor der dielektrischen Verschiebung. Den MAXWELL-Gleichungen folgend müssen die Tangentialkomponenten von \mathfrak{E} - und \mathfrak{H} -Feld

und die Normalkomponenten von \mathfrak{D} - und \mathfrak{B} -Feld (der magnetischen Induktion) an Materialdiskontinuitäten stetig übergehen. Für TE-polarisiertes Licht ($\mathfrak{E} = (0, E_y, 0)$) muss somit die Feldstärke $E = E_y$ stetig übergehen. Für die elektrische Verschiebung innerhalb (D_{III}) und außerhalb (D_{I}) der Platten gilt mit $f_{\text{III}} = t_{\text{III}}/(t_{\text{III}} + t_{\text{I}}) = f$ und $f_{\text{I}} = t_{\text{I}}/(t_{\text{III}} + t_{\text{I}}) = 1 - f$:

$$\left. \begin{array}{l} D_{\text{III}} = \epsilon_{\text{III}} E \\ D_{\text{I}} = \epsilon_{\text{I}} E \end{array} \right\} \Rightarrow \bar{D} = \frac{t_{\text{III}} \epsilon_{\text{III}} E + t_{\text{I}} \epsilon_{\text{I}} E}{t_{\text{III}} + t_{\text{I}}} \Rightarrow \epsilon_{\text{TE}(0)} = \frac{\bar{D}}{E} = f \epsilon_{\text{III}} + (1 - f) \epsilon_{\text{I}}$$

Für senkrecht einfallendes TM-polarisiertes Licht ($\mathfrak{E} = (E_x, 0, 0)$) muss entsprechend die elektrische Verschiebung $D = D_x$ stetig übergehen, d. h.:

$$\left. \begin{array}{l} E_{\text{III}} = D/\epsilon_{\text{III}} \\ E_{\text{I}} = D/\epsilon_{\text{I}} \end{array} \right\} \Rightarrow \bar{E} = \frac{t_{\text{III}} D/\epsilon_{\text{III}} + t_{\text{I}} D/\epsilon_{\text{I}}}{t_{\text{III}} + t_{\text{I}}} \Rightarrow \epsilon_{\text{TM}(0)} = \frac{D}{\bar{E}} = \frac{\epsilon_{\text{III}} \epsilon_{\text{I}}}{f \epsilon_{\text{I}} + (1 - f) \epsilon_{\text{III}}}$$

Der Index (0) kennzeichnet zeroth-order EMT. Die entsprechenden Verhältnisse für die Brechzahlen lauten

$$n_{\text{TE}(0)}^2 = f n_{\text{III}}^2 + (1 - f) n_{\text{I}}^2 \quad \text{und} \quad n_{\text{TM}(0)}^2 = \frac{n_{\text{I}}^2 n_{\text{III}}^2}{f n_{\text{I}}^2 + (1 - f) n_{\text{III}}^2}. \quad (12)$$

Die unterschiedlichen Brechzahlverläufe sind in Bild 29 dargestellt.

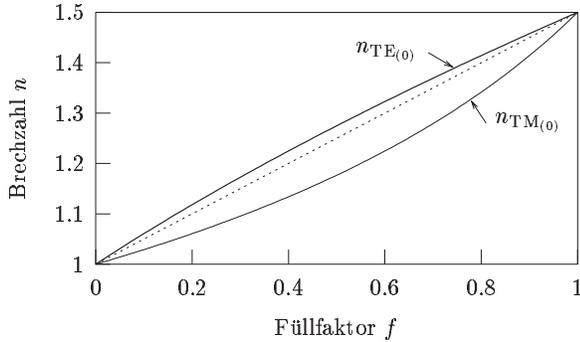


Bild 29: Vergleich der Brechzahlen für TE- und TM-polarisiertes Licht eines Subwellenlängengitters (SWG), berechnet mit der zeroth-order EMT. Gestrichelt ist ein linearer Anstieg eingezeichnet, um die Abweichungen der polarisationsabhängigen Brechzahlen zu verdeutlichen ($n_{\text{I}} = 1$, $n_{\text{III}} = 1,5$).

Für SWG gilt in jedem Fall:

$$\epsilon_{\text{TE}} \geq \epsilon_{\text{TM}} \quad \text{also auch} \quad n_{\text{TE}} \geq n_{\text{TM}},$$

d. h. sie verhalten sich näherungsweise wie ein negativ einachsiger Kristall.

Second- und higher-order EMT im Vergleich mit Ergebnissen der RCWA:

Da die Realisierung von Strukturen mit $\Lambda \ll \lambda$ für den sichtbaren Spektralbereich extreme Anforderungen an die Technologie stellt, interessiert man sich meist für Strukturen, deren Gitterperiode in der Größenordnung der Wellenlänge liegt. RYTOV untersuchte bereits vor 1956 die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen in derartigen Schichtstapeln und erhielt folgende transzendente Gleichungen, welche implizit die Dielektrizitätskonstante in Abhängigkeit von der Gitterperiode beschreiben (nach [Rytov 1956]):

$$\mathbf{TE:} \quad \sqrt{\epsilon_{\text{TE}} - \epsilon_{\text{I}}} \cdot \tanh \left[\pi(1 - f) \frac{\Lambda}{\lambda} \sqrt{\epsilon_{\text{TE}} - \epsilon_{\text{I}}} \right] = \sqrt{\epsilon_{\text{III}} - \epsilon_{\text{TE}}} \cdot \tan \left(\pi f \frac{\Lambda}{\lambda} \sqrt{\epsilon_{\text{III}} - \epsilon_{\text{TE}}} \right) \quad (13a)$$

$$\mathbf{TM:} \quad \frac{\sqrt{\epsilon_{\text{TM}} - \epsilon_{\text{I}}}}{\epsilon_{\text{I}}} \cdot \tanh \left[\pi(1 - f) \frac{\Lambda}{\lambda} \sqrt{\epsilon_{\text{TM}} - \epsilon_{\text{I}}} \right] = \frac{\sqrt{\epsilon_{\text{III}} - \epsilon_{\text{TM}}}}{\epsilon_{\text{III}}} \cdot \tan \left(\pi f \frac{\Lambda}{\lambda} \sqrt{\epsilon_{\text{III}} - \epsilon_{\text{TM}}} \right). \quad (13b)$$

Die Darstellung der linken Gleichungsseite mittels \tanh -Funktionen wurde gewählt, um komplexe Winkelargumente zu vermeiden. Wird $\tanh x = -i \tan ix$ ($i = \sqrt{-1}$) ersetzt, können die Tangensfunktionen auf beiden Gleichungsseiten entwickelt ($\tan x = x + x^3/3 + \dots$) und die Entwicklung für hinreichend kleine Werte von Λ/λ abgebrochen werden. Es ergeben sich *zeroth-order*, *second-order* und *higher-order* Lösungen. Bricht man die Reihenentwicklung des \tan in den transzendenten Gleichungen (13) nach dem zweiten Glied ab, so erhält man die Lösungen der sogenannten ***second-order EMT***:

$$\mathbf{TE:} \quad \epsilon_{\text{TE}(2)} = \epsilon_{\text{TE}(0)} + \frac{1}{3} \left[\frac{\Lambda}{\lambda} \pi f(1-f)(\epsilon_{\text{III}} - \epsilon_{\text{I}}) \right]^2 \quad (14a)$$

$$\mathbf{TM:} \quad \epsilon_{\text{TM}(2)} = \epsilon_{\text{TM}(0)} + \frac{1}{3} \left[\frac{\Lambda}{\lambda} \pi f(1-f) \left(\frac{1}{\epsilon_{\text{III}}} - \frac{1}{\epsilon_{\text{I}}} \right) \right]^2 \cdot \epsilon_{\text{TM}(0)}^3 \epsilon_{\text{TE}(0)}. \quad (14b)$$

Die sich aus den verschiedenen analytischen Näherungen ergebenden Unterschiede sind in Bild 30 den Ergebnissen rigoroser Rechnung gegenübergestellt.

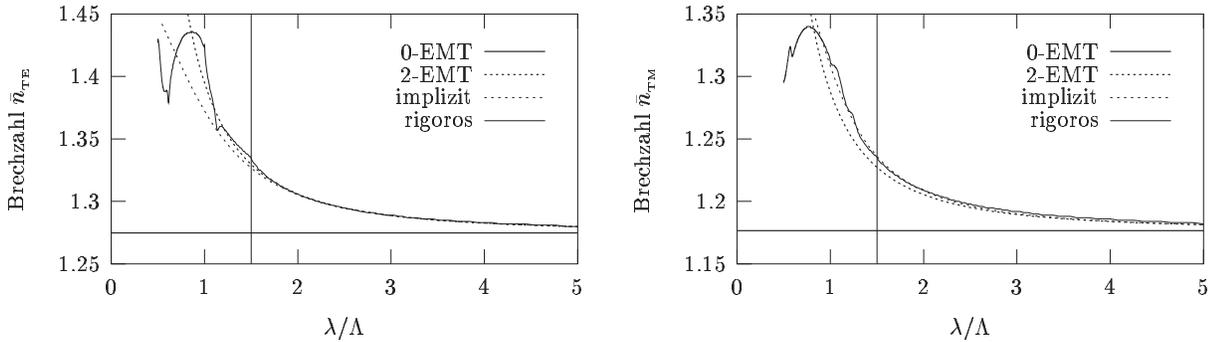


Bild 30: Vergleich der effektiven Brechzahlen \bar{n}_{TE} und \bar{n}_{TM} eines binären oberflächenkorrigierten Gitters, ermittelt mit zeroth-order EMT (0-EMT), second-order EMT (2-EMT), durch Lösung der implizit transzendenten Gleichungen (implizit) und mittels RCWA (rigoros), aufgetragen über der auf die Wellenlänge normierten inversen Gitterperiode λ/Λ für TE- (*links*) und für TM-polarisiertes Licht (*rechts*). Es ist $n_{\text{I}} = 1$, $n_{\text{III}} = 1,5$, $f = 0,5$ und $D/\lambda = 1$. Die senkrechte Linie kennzeichnet das Auftreten der ersten Beugungsordnung.

Für senkrechten Strahleinfall auf binäre dielektrische oberflächenkorrigierte Gitter moderater Brechzahldifferenz ($\Delta n_{\text{binär}} \lesssim 0,5$) mit $f = 0,5$ sind die Ergebnisse analytischer Näherungen mit $\Lambda < \Lambda_{\text{ZOG}}$ (die erste Beugungsordnung tritt für Gitterperioden mit $\lambda/\Lambda \leq 1,5 = n_{\text{III}}$ auf) und $D/\lambda = 1$ hinreichend exakt. Weitere Rechnungen zeigen jedoch, dass die Fehler der EMT-Ergebnisse mit zunehmender Brechzahldifferenz $\Delta n_{\text{binär}} = n_{\text{II, Steg}} - n_{\text{II, Graben}}$ wachsen; der Fehler für TM-polarisiertes Licht ist größer als der Fehler für TE-polarisiertes Licht.

Die Unterschiede zwischen den Ergebnissen der einzelnen analytischen Näherungsformeln hängen stark vom Füllfaktor ab, diese Tendenz ist in Bild 31 dargestellt.

Die Lösung der impliziten Gleichungen ist für ein qualitatives Funktionsverständnis diffraktiver

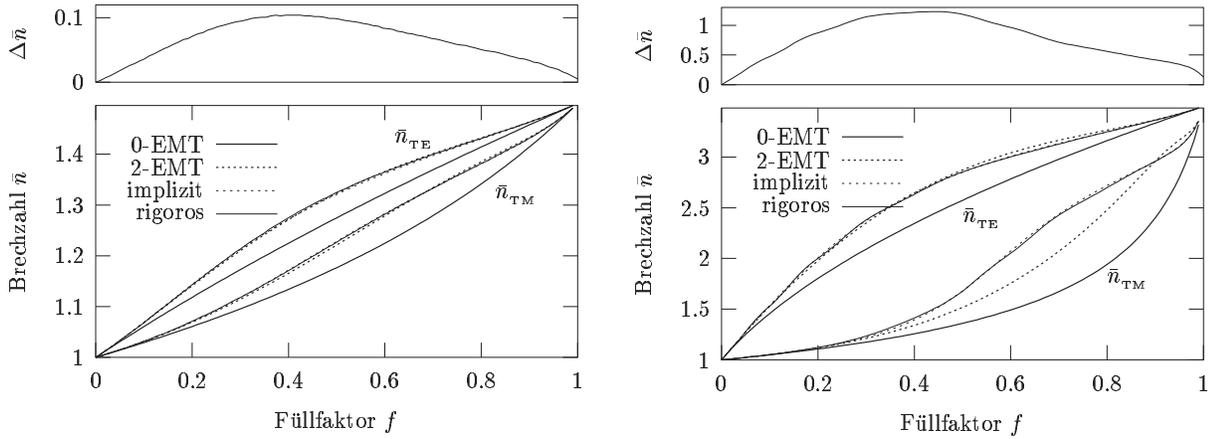


Bild 31: Mittlere Schichtbrechzahlen \bar{n}_{TE} und \bar{n}_{TM} und Brechzahldifferenz $\Delta\bar{n} = \bar{n}_{\text{TE}} - \bar{n}_{\text{TM}}$ als Funktion des Füllfaktors, berechnet mit verschiedenen Theorien für Gitterperioden in der Nähe der ZOG-Periode (*links*: $\lambda/\Lambda = 1,6$, $n_{\text{III}} = 1,5$, *rechts*: $\lambda/\Lambda = 4$, $n_{\text{III}} = 3,5$). Die Brechzahldifferenz wurde rigoros berechnet.

Phasenplättchen wiederum hinreichend. Das Maximum der Doppelbrechung findet sich in der Regel bei Füllfaktoren kleiner 0,5, d. h. bei etwas schmaleren Materialstegen als Luftspalten.

Für extrem dünne Gitter, d. h. $D/\lambda \lesssim 0,5$, zeigt sich weiterhin, dass die rigoros numerisch berechnete effektive Brechzahl auch von der Gittertiefe abhängt (siehe Bild 32).

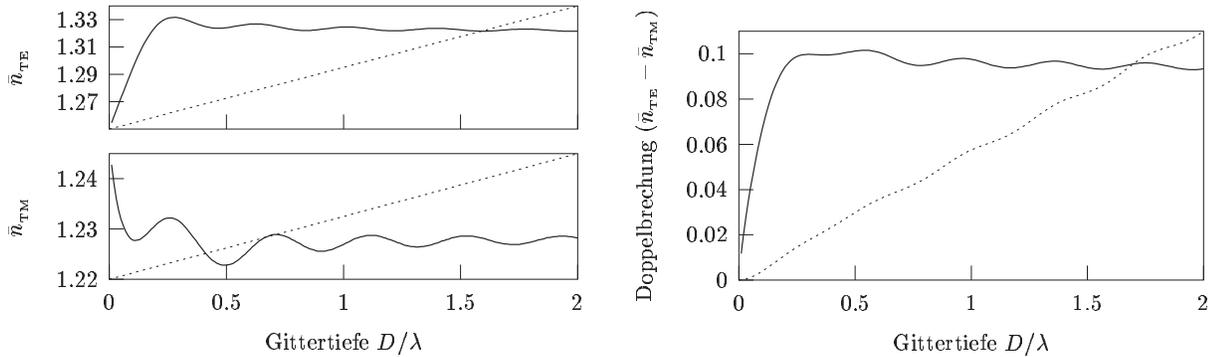


Bild 32: Abhängigkeit der effektiven Brechzahl \bar{n}_{TE} und \bar{n}_{TM} und damit auch der Brechzahldifferenz $\Delta\bar{n} = \bar{n}_{\text{TE}} - \bar{n}_{\text{TM}}$ von der Gittertiefe. Für Gittertiefen in der Größenordnung der Wellenlänge oder größer sind die effektiven Brechzahlen von der Tiefe der Strukturen quasi unabhängig. Die angegebenen Kurven gelten für ein Gitter mit $\lambda/\Lambda = 1,6$, $f = 0,5$ und $n_{\text{III}} = 1,5$. Ohne Angabe der Achsenormierung ist zusätzlich gestrichelt die Phasenverschiebung φ_{TE} und φ_{TM} (*links*) und die Phasendifferenz $\Delta\varphi = \varphi_{\text{TE}} - \varphi_{\text{TM}}$ (*rechts*) angegeben.

Diese Abhängigkeit ist mit Interferenzeffekten evaneszenter Wellen zu erklären. Eine detaillierte theoretische Untersuchung findet sich in [Lalanne und Lemerrier-Lalanne 1997]. Für das Design derartiger Strukturen ist es somit weiterhin wesentlich, zwischen dem *small-depth limit* ($D/\lambda \lesssim 0,5$) und dem *large-depth limit* ($D/\lambda \gtrsim 0,5$) zu unterscheiden. $\lambda/4$ -AR-Gitterschichten fallen, wie in Abschnitt 4.1.2 ausgeführt, mit einer Schichtdicke von $\lambda/(4\bar{n}_{\text{II}})$ in die Kategorie

small depth limit, wo eine rigorose Berechnung des Transmissionsverhaltens zwingend ist. $\lambda/4$ -Phasenplättchen mit typischen Dicken größer der Wellenlänge fallen in die Kategorie *large-depth limit*, wo die effektive Schichtbrechzahl nahezu dickenunabhängig ist.

Ein weiterer wesentlicher Gesichtspunkt zum Design formdoppelbrechender SWG ist die Polarisationsabhängigkeit der transmittierten **Leistung**, die Ergebnisse numerischer Simulation sind in den oberen Graphiken in Bild 33 dargestellt.

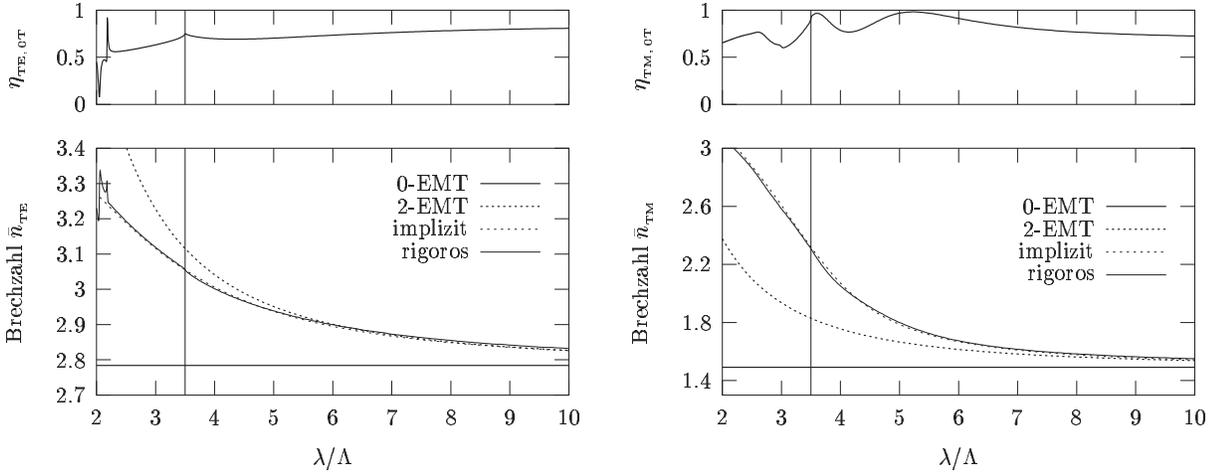


Bild 33: Vergleich der effektiven Brechzahlen \bar{n}_{TE} und \bar{n}_{TM} eines binären oberflächenkorrigierten Gitters, ermittelt mit zeroth-order EMT (0-EMT), second-order EMT (2-EMT), durch Lösung der implizit transzendenten Gleichungen (implizit) und mittels RCWA (rigoros), aufgetragen über der auf die Wellenlänge normierten inversen Gitterperiode λ/Λ für TE- (*links*) und für TM-polarisiertes Licht (*rechts*). Es ist $n_{\perp} = 1$, $n_{\parallel} = 3, 5$, $f = 0, 6$ und $D/\lambda = 1$. *Oben* ist die ungebeugt transmittierte Leistung (0T) angegeben. Die senkrechten Linien kennzeichnen wieder die auf die Wellenlänge normierte inverse Gitterperiode $\lambda/\Lambda_{\text{ZOG}}$, wo die erste Beugungsordnung auftritt.

Der Vergleich des Kurvenverlaufs der normierten transmittierten Leistung η_{0T} für TE- und TM-polarisiertes Licht für Gitterperioden $\Lambda < \Lambda_{\text{ZOG}}$ (rechts der senkrechten Linie) zeigt große Differenzen. Diese Unterschiede sind für das erfolgreiche Design eines $\lambda/4$ -Plättchens wesentlich, da nur die Überlagerung zweier um 90° phasenverschobener linear polarisierter Wellen **gleicher Amplitude** das gesuchte zirkular polarisierte Licht ergibt. Erzeugt das doppelbrechende Gitter eine Phasendifferenz von 90° , weist aber unterschiedliche Transmission für beide linear polarisierten Feldkomponenten auf, so verlässt elliptisch polarisiertes Licht das Phasenplättchen. Daher müssen die verbleibenden Freiheitsgrade des Füllfaktors und der Gitterperiode genutzt werden, um gleiche Amplitudentransmission zu gewährleisten — wobei $\Delta\bar{n}$ ebenfalls von f und Λ abhängt.

Durch Vergleich der Bilder 33 und 30 erkennt man die extreme Abhängigkeit der Doppelbrechung von der Brechzahldifferenz $\Delta n_{\text{binär}} = n_{\parallel} - n_{\perp}$ der verwendeten Materialien, wobei für oberflächenkorrigierte Gitter $n_{\perp} = 1$ ist. Beispielsweise beträgt die Doppelbrechung für $n_{\parallel} = 3, 5$ bei Gitterperioden, wo gerade die erste Beugungsordnung auftritt, $\bar{n}_{\text{TE}} - \bar{n}_{\text{TM}} \approx 0, 75$, hingegen

beträgt die Doppelbrechung für $n_{\text{III}} = 1,5$ nur $\bar{n}_{\text{TE}} - \bar{n}_{\text{TM}} \approx 0,1$. Hochbrechende Materialien sind daher zur Herstellung doppelbrechender Subwellenlängengitter besonders geeignet, da sich flache Strukturen (geringe Gittertiefen) ergeben. Nachteilig wirken sich hier jedoch die höheren FRESNEL-Verluste aus, die Gesamttransmission des Elementes sinkt. Außerdem wachsen die schon besprochenen Differenzen zwischen den transmittierten Feldanteilen unterschiedlicher Polarisation.

Der folgende Abschnitt soll diese wesentliche Eigenschaft von Subwellenlängenstrukturen ausführlicher diskutieren, insbesondere hinsichtlich ihrer Nutzung als Antireflexvergütung.

4.1.2 Antireflexeigenschaften von Subwellenlängenstrukturen

Bei Betrachtung der Transmission im rechten oberen Teil des Bildes 33 des letzten Abschnitts zeigt sich eine weitere wesentliche Eigenschaft von Subwellenlängengittern: obwohl die hohe Brechzahl des Gittermaterials ($n_{\text{III}} = 3,5$) hohe FRESNEL-Verluste erwarten lässt, treten für bestimmte Geometrieverhältnisse nur sehr geringe Reflexionsverluste auf, die Gitterstruktur wirkt wie eine Antireflexionsschicht.

Reflexionen elektromagnetischer Wellen treten immer dann auf, wenn sich die Impedanz des Ausbreitungsmediums sprunghaft ändert. Um derartige Fehlanpassungen und die damit verbundenen Leistungsverluste zu verhindern, existieren zwei Methoden:

- Hinzufügen mindestens eines weiteren Impedanzsprunges derart, dass die Summe aller reflektierten Feldanteile destruktiv interferiert

oder

- Schaffung eines stetigen Impedanzübergangs (Taperung), so dass keine Reflexionen auftreten.

Die erste Methode führt in der Regel zu einer schmalbandigen Antireflex-Wirkung. Das einfachste Beispiel ist eine dünne Schicht der Tiefe $\lambda/(4 \cdot n_{\text{II}})$, wobei optimale Entspiegelung für Licht der Wellenlänge λ beim Übergang von einem Medium mit der Brechzahl n_{I} in ein Medium mit n_{III} durch $n_{\text{II}} = \sqrt{n_{\text{I}} \cdot n_{\text{III}}}$ erreicht wird. Derartige Schichten wurden in Jena bereits vor 1935 von SMAKULA erfolgreich optimiert, hergestellt durch das Aufdampfen von Calciumfluorid im Vakuum [Smakula 1935]. Viele Nachteile dünner Schichten, wie beispielsweise unzureichende Haftfestigkeit, Absorption und damit geringere Transmission sowie Zerstörung bei hohen Leistungen, können durch oberflächenkorrigierte Gitter der Tiefe $\lambda/(4 \cdot \bar{n}_{\text{II}})$ vermieden werden [Enger und Case 1983a], [Enger und Case 1983b], [Gaylord u. a. 1986]. \bar{n}_{II} entspricht dabei der in Abschnitt 4.1 besprochenen effektiven Brechzahl der Gitterschicht. Die Verwendung hochbrechender Materialien führt zu geringeren notwendigen Gittertiefen, damit zu geringeren

Aspektverhältnissen, und ist daher aus technologischer Sicht vorteilhaft. Wie bei der Realisierung doppelbrechender Strukturen müssen jedoch polarisationsabhängige Effekte berücksichtigt werden, vergleiche die oberen Graphiken in Bild 33 und beispielsweise die Diskussion in [Schablitsky u. a. 1996].

Die zweite Methode wurde bereits 1904 von TAYLOR angewendet, dem es durch das Anätzen von Linsenoberflächen gelang, die Transmission eines optischen Systems aus sechs Linsen von 52% auf 77% zu erhöhen [Taylor 1904]. Der stetige Übergang der „Porosität“ wird im Falle der SWG durch einen stetigen Übergang des Füllfaktors beschrieben. Neuere Arbeiten versuchen, durch holographische oder lithographische Verfahren definierte Strukturverhältnisse zu erreichen [Flanders 1983], [Ono u. a. 1987], [Southwell 1991], [Grann u. a. 1995], [Zanke u. a. 1998]. Nichtbinäre Gitterprofile ermöglichen eine breitbandige AR-Wirkung [Glytsis und Gaylord 1992]. Seitdem derartige zweidimensionale Subwellenlängengitter auf der Kornea nachtaktiver Motten beobachtet wurden [Bernhard 1967], werden diese breitbandig wirkenden noppenartigen Gitterstrukturen als **Mottenaugenstrukturen** bezeichnet [Wilson und Hutley 1982].

Designs, die auf einer wechselnden Folge hoch- und niedrigbrechender Schichten beruhen, sind durch SWG technologisch derzeit noch nicht zu realisieren.

4.2 Designoptimierung eines $\lambda/4$ -Plättchens für konischen Strahleinfall

In diesem Abschnitt wird ein $\lambda/4$ -Phasenplättchen optimiert, welches linear polarisiertes in zirkular polarisiertes Licht transformiert. Dazu müssen bei konischem Strahleinfall zwei Aufgaben erfüllt werden:

- zwischen der TE- und der TM-polarisierten Komponente muss eine Phasendifferenz von 90° eingeführt werden

und gleichzeitig muss

- einfallendes TE-polarisiertes Licht zu exakt 50 % in TM-polarisiertes Licht gekoppelt werden.

Ein derartiges $\lambda/4$ -Phasenplättchen erlaubt in Verbindung mit einem Polarisator die Realisierung eines Isolators gemäß dem in Abschnitt 5.2 beschriebenen Aufbau. Die Charakterisierung des Polarisationszustandes als TE- und TM-polarisiertes Licht bezieht sich grundsätzlich auf die Definition der Schwingungsebenen des vor dem $\lambda/4$ -Plättchen befindlichen Gitter-Polarisationsstrahlteilers, welcher die Funktion eines Polarisators erfüllt.

Es soll bei einer Wellenlänge $\lambda = 543$ nm gearbeitet werden, die Brechzahl von Quarz beträgt hier $n_{\text{III}} = 1,46$. Der polare Einfallswinkel θ_{einf} ist durch den ersten BRAGG-Winkel des Polarisators ($\Lambda = 415$ nm) zu $\theta_{\text{einf}} = \arcsin(\lambda/(2\Lambda)) = 40,86^\circ$ festgelegt. Aus den in Bild 34 (rechts) dargestellten Ergebnissen rigoroser numerischer Rechnungen folgt, dass für Azimutalwinkel $\Phi > 45^\circ$ die geforderte Phasendifferenz nicht erreicht wird. Damit berechnet sich die größte mögliche Gitterperiode Λ_{ZOG} des $\lambda/4$ -Phasenplättchens für Azimutalwinkel $\Phi < 45^\circ$ nach Gleichung (5) von Seite 17 zu $\Lambda_{\text{ZOG}} < 292$ nm. Rigorose Rechnungen zeigen, dass die zur Erfüllung der genannten Aufgaben notwendige Gittertiefe mit zunehmender Gitterperiode abnimmt, was der technologischen Realisierung entgegenkommt — es wird die größtmögliche Gitterperiode zu $\Lambda = 290$ nm ausgewählt.

Als Freiheitsgrade, um die oben geforderten Ziele zu erfüllen, verbleiben: der Azimutalwinkel Φ , der Füllfaktor f und die Gittertiefe D . Untersucht man für einen mittleren Füllfaktor von $f = 0,5$ die Abhängigkeiten von Gittertiefe und Azimutalwinkel, so zeigt sich, dass für Polarwinkel ungleich Null sowohl die gesuchte Kopplung in TM-polarisiertes Licht als auch der geforderte Phasenshift nicht wie für senkrechten Einfall exakt bei $\Phi = 45^\circ$ eintritt, sondern bei einem etwas geringeren Azimutalwinkel (vergleiche Bild 34).

Der in Bild 34 angegebene Polarisationswinkel χ beträgt für TE-polarisiertes Licht $\chi = 0^\circ$, für TM-polarisiertes Licht $\chi = 90^\circ$ und für Licht, was zu gleichen Leistungsanteilen TE- und TM-polarisiert ist, ergibt sich $\chi = 45^\circ$ (der Zielparameter). Man findet im linken Bild 34 das erwartete Ergebnis wieder, dass für schrägen Einfall in Richtung des Gittervektors ($\Phi = 0^\circ$)

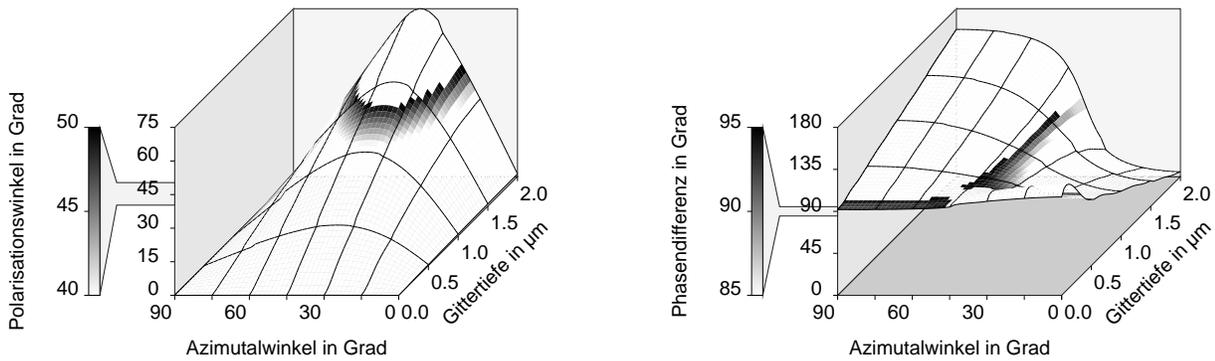


Bild 34: Rigorose Berechnung der Polarisationskonversion und der Phasenverschiebung zwischen TE- und TM-polarisiertem Licht für einen festen Füllfaktor $f = 0,5$ (für ein binäres Gitter mit $\Lambda = 290 \text{ nm}$ @ $\lambda = 543 \text{ nm}$).

oder in Richtung der Gitterfurchen ($\Phi = 90^\circ$) keine Kopplung stattfindet, einfallendes TE-polarisiertes Licht bleibt rein transversal elektrisch polarisiert.

Während die Kopplung von TE- in TM-polarisiertes Licht für einen großen Azimutalwinkelbereich die Zielwerte erfüllt, kann die geforderte Phasendifferenz nur für einen sehr engen Azimutalwinkelbereich erfüllt werden, wie bereits in Bild 34 erkennbar ist. Detaillierte Rechnungen zeigen, dass ein vom Füllfaktor unabhängiger optimaler Azimutalwinkel von $\Phi \approx 39,7^\circ$ existiert, für den die erlaubten Parameter toleranzen besonders groß sind. In Bild 35 sind für $\Phi = 39,7^\circ$ der Polarisationswinkel (links) sowie die Phasendifferenz $\Delta\varphi = \varphi_{\text{TE}} - \varphi_{\text{TM}}$ (rechts) dargestellt.

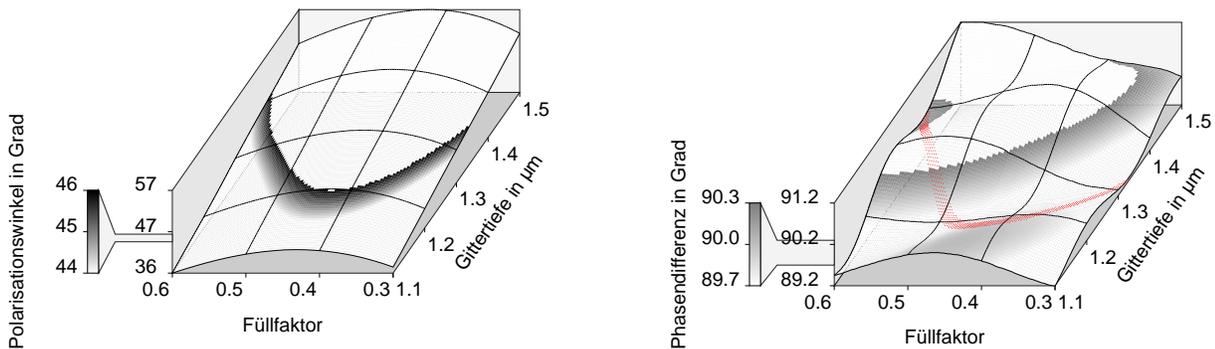


Bild 35: Polarisationswinkel (*links*) und Phasendifferenz $\Delta\varphi = \varphi_{\text{TE}} - \varphi_{\text{TM}}$ (*rechts*) eines binären $\lambda/4$ -Plättchens ($\Lambda = 415 \text{ nm}$) bei konischem Einfall unter einem Polarwinkel $\theta = 40,86^\circ$ und einem Azimutalwinkel $\Phi = 39,7^\circ$ für $\lambda = 543 \text{ nm}$. Im rechten Bild der Phasendifferenz sind zusätzlich jene Designs mit roten Punkten gekennzeichnet, für die $44,5^\circ \leq \chi \leq 45,5^\circ$ gilt. Folglich ergibt sich das optimale Design als Schnittmenge des hellgrauen mit dem rot gepunkteten Bereich im rechten Bild.

Wird das konische $\lambda/4$ -Gitter unter einem anderen Azimutalwinkel verwendet, so ergeben sich entsprechend auch andere optimale Gitterparameter. Für $\Phi = 41^\circ$ wird die gewünschte optische Funktion beispielsweise durch ein Gitter mit $D = 1,3 \mu\text{m}$ und $f = 0,4$ optimal realisiert.

4.3 Experimentelle Ergebnisse zur Doppelbrechung

4.3.1 Doppelbrechung eines single-order Gitters (SOGs)

Am Beispiel eines hochfrequenten Gitters mit $\Lambda = 415$ nm, charakterisiert bei einer Wellenlänge von $\lambda = 633$ nm, sollen die Ursachen für Extrema in der Abhängigkeit der Beugungseffizienz und der Doppelbrechung vom Einfallswinkel qualitativ diskutiert werden. Die Messergebnisse sind in Bild 36 den rigoros berechneten Werten gegenübergestellt.

Tendenziell stimmen die theoretisch berechneten Doppelbrechungen ausgezeichnet mit den experimentellen Werten überein. Der Messfehler bei der Erfassung der Doppelbrechung ist für polare Einfallswinkel von 5° und 40° mittels eines Fehlerbalkens veranschaulicht. Die theoretisch berechneten Werte werden aufgrund von hier nicht im Detail ausgeführten Konvergenzuntersuchungen als exakt betrachtet.

Ebenso findet sich eine gute Übereinstimmung zwischen den Messwerten und den für das Ziel-design berechneten transmittierten Leistungen. Vier Einfallswinkel, bei denen insbesondere für TE-polarisiertes Licht die rigoros berechnete transmittierte Leistung Extrema aufweist, sind mit senkrechten Linien gekennzeichnet. Diese Punkte sollen genauer untersucht werden. Das gemessene Minimum der transmittierten Leistung bei $31,7^\circ$ Einfallswinkel, besonders ausgeprägt für TE-polarisiertes Licht, stimmt sehr gut mit den theoretischen Vorhersagen überein. Die anderen Extrema bei etwa $18,5^\circ$ und 21° Einfallswinkel finden sich in den experimentellen Kurven gar nicht wieder oder bei einem etwas verschobenen Einfallswinkel. Die Ursachen für diese Unterschiede sollen nachfolgend diskutiert werden.

Das Minimum der transmittierten Leistung bei etwa $31,7^\circ$ ist auf eine WOOD-Anomalie zurückzuführen. Nach Gleichung (6) ergibt sich der Einfallswinkel, wo die erste transmittierte und reflektierte Beugungsordnung auftauchen, mit $n_j = n_l = 1$, $\theta_{l1} = 90^\circ$ und $m = 1$ zu

$$\theta = \arcsin\left(1 - \frac{\lambda}{\Lambda}\right) = -31,7^\circ,$$

es handelt sich also hier um eine klassische WOOD-Anomalie des RAYLEIGH-Typs. Die Lage dieses Minimums ist nur von einem Gitterparameter abhängig, der Gitterperiode, und stimmt daher mit dem theoretisch berechneten Minimum genau überein — die Gitterperiode kann, determiniert durch die elektronenstrahlolithographische Herstellung, als exakt betrachtet werden.

In Abschnitt 3.4 wurde die Schwierigkeit der präzisen Bestimmung der Designparameter eines hochfrequenten Gitters mit großem Aspektverhältnis angesprochen. Hier zeigt sich eine Möglichkeit, um mit hoher Genauigkeit (begrenzt einzig durch die Genauigkeit der Winkelmessung) die Gitterperiode zu bestimmen, wenn sie unbekannt wäre.

Meist sind jedoch die Tiefe, das Tastverhältnis und die Form der Gitterstege unbekannt. Diese Parameter beispielsweise aus der Messung von Beugungseffizienzen bei BRAGG-Einfall zu be-

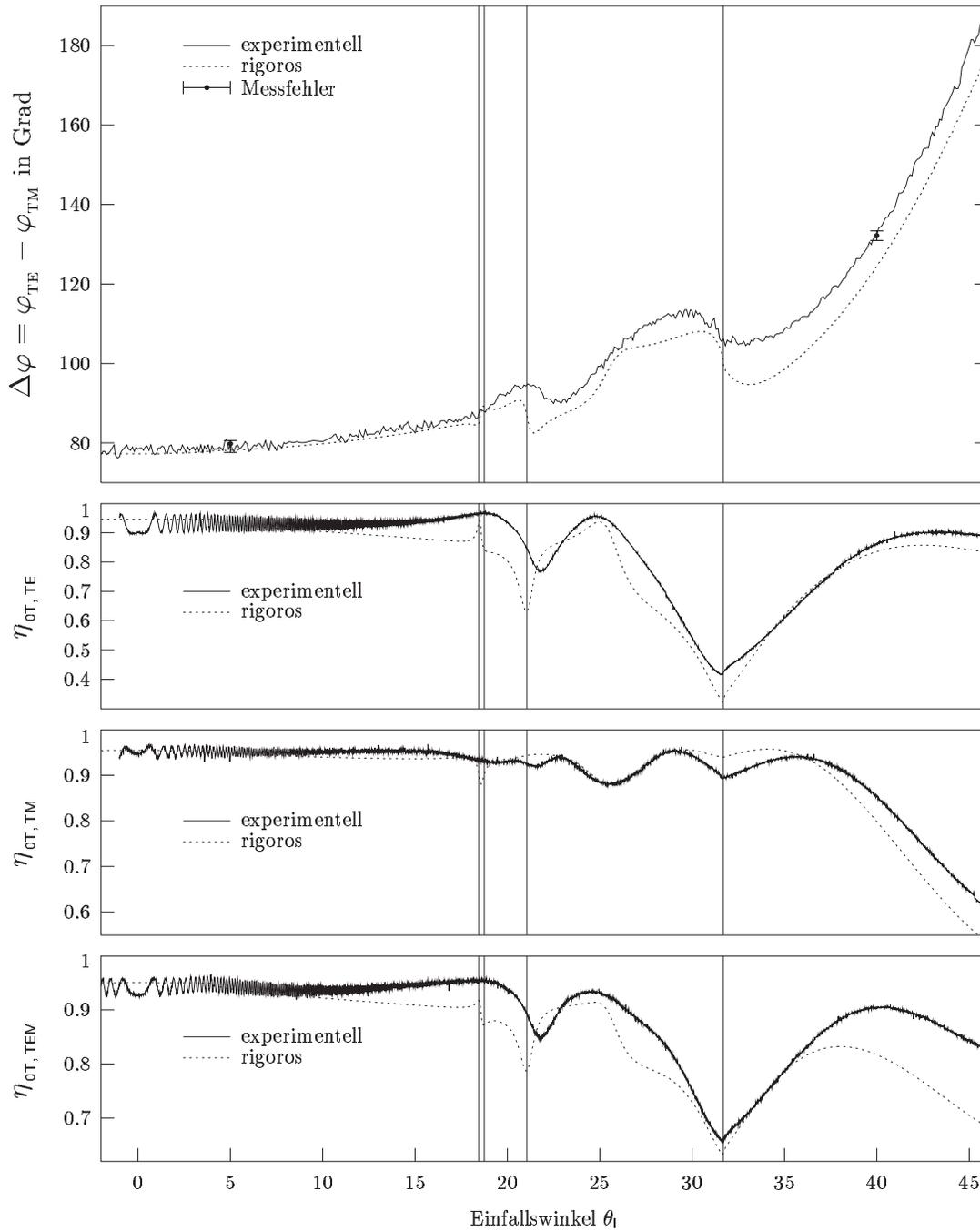


Bild 36: Doppelbrechung (*oben*) und ungebeugt transmittierte Intensitäten für TE-, TM- und TEM-polarisiertes Licht. Die Messwerte wurden bei 633 nm an einem Polarisationsstrahlteiler aufgenommen (Gitter Nr. 991217). Die Simulationen wurden für $n = 1,457$ bei den Design-Zielwerten $\Lambda = 415$ nm, $f = 0,49$ und $D = 1,65$ μ m vorgenommen und um die FRESNEL-Verluste an der Substratrückseite korrigiert.

stimmen, ist in der Regel nicht eindeutig möglich. Wird jedoch ein signifikanter Einfallswinkelbereich ausgewählt, und werden die Messwerte über diesem Einfallswinkelbereich mit Ergebnissen rigoroser Rechnung gekreuzkorreliert, so können wesentliche Informationen über die vorliegenden Gitterparameter gewonnen werden. Für das Gitter Nr. 991217, dessen Beugungseigenschaften in Bild 36 dargestellt sind, stellen die Einfallswinkel $17^\circ < \theta < 25^\circ$ einen solchen signifikanten Bereich dar. Die numerischen Simulationsergebnisse für das Zieldesign ($D = 1,65 \mu\text{m}$, $f = 0,49$) zeigen zwei Extrema bei $18,5^\circ$ und 21° , bedingt durch Resonanzen des elektromagnetischen Feldes in der Gitterregion (vergleiche hierzu [Lalanne u. a. 1999]). Entsprechend verändert sich die Lage dieser Resonanzen bei veränderten Gitterparametern. Untersucht man nun die Abhängigkeit dieser Extrema von einzelnen Gitterparametern, so zeigt sich beispielsweise, dass für eine feste Tiefe ($D = 1,65 \mu\text{m}$) die Lage beider Resonanzen über dem Einfallswinkel **linear** vom Tastverhältnis abhängt, beide Resonanzen verschieben sich um $1,9^\circ$ im Bereich $0,45 \leq f \leq 0,51$. Variiert man nun rigoros alle möglichen Gitterparameter und gekreuzkorreliert diese Ergebnisse, ist es mit entsprechend hohem numerischen Aufwand möglich, das vorliegende Gitterdesign exakt zu charakterisieren.

Diese Ergebnisse, insbesondere die Extrema der Doppelbrechung im genannten signifikanten Einfallswinkelbereich, demonstrieren noch einmal anschaulich die Grenzen der Effektiven Medium Theorie, die derartige Erscheinungen nicht vorherzusagen erlaubt.

4.3.2 Doppelbrechung eines zero-order Gitters (ZOGs) im nicht-konischen Aufbau

Am Beispiel eines ZOGs im nicht-konischen Aufbau soll gezeigt werden, dass die Vermessung der Doppelbrechung die Berechnung der Gittertiefe ermöglicht, wenn die Flankenform der Gitterstege bekannt ist.

Die Genauigkeit der Ergebnisse wird hier einzig durch die Unsicherheit über die exakte Flankenform der Gitterstege beschränkt. Um diese zu bestimmen, müsste das Gitter zerbrochen und im Rasterelektronenmikroskop (REM) vermessen werden und ist damit als optisches Bauelement nicht mehr zu verwenden — die Tiefe lässt sich dann ebenfalls exakt im REM vermessen.

Da die Flankenform im Wesentlichen durch den Ätzprozess bestimmt wird, kann an einem gleichzeitig hergestellten zusätzlichen Testgitter die Flankenform vermessen werden. So zeigt Bild 37 die REM-Aufnahme eines ZOG-Testgitters, im Folgenden Gitter B genannt.

Für das interessierende Gitter, im Folgenden Gitter A genannt, nimmt man an, dass ähnliche technologische Bedingungen auch zu einer ähnlichen Flankenform führen. Das Tastverhältnis an der Oberfläche des Gitters A kann ohne Zerstörung des Gitters durch REM-Inspektion bestimmt werden. Auf dieser Basis wurde die Doppelbrechung für einen beliebigen polaren Einfallswinkel (hier $\theta = \theta_B$ ausgewählt) vermessen und für diesen Winkel über der Tiefe berechnet. Es ergab

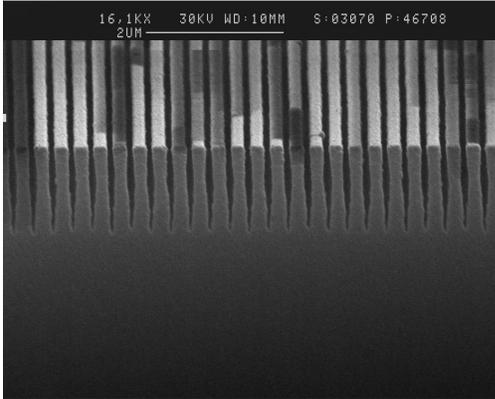


Bild 37: REM-Aufnahme der Stirnfläche eines gebrochenen ZOGs (Gitter B) — eingätzt in die Oberfläche eines Quarz-Substrates ($\lambda = 290 \text{ nm}$).

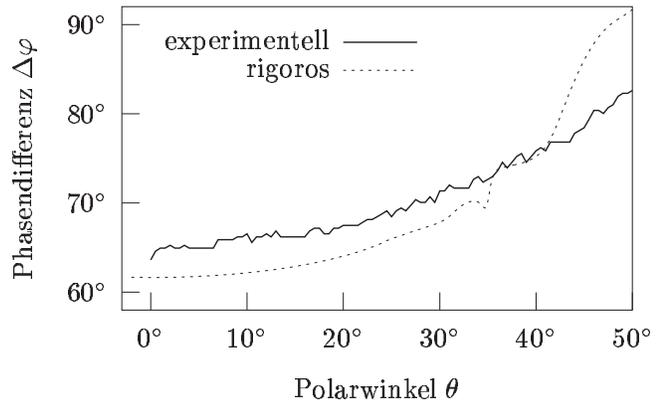


Bild 38: Vergleich zwischen gemessener und rigoros berechneter Doppelbrechung eines ZOGs (Gitter A).

sich eine Gittertiefe von $1,68 \mu\text{m}$. Für diese Tiefe wurde wiederum die zwischen TE- und TM-polarisiertem Licht eingeführte Phasendifferenz $\Delta\varphi$ über dem Einfallswinkel berechnet und mit den entsprechenden Messwerten verglichen (siehe Bild 38). Die schlechte Übereinstimmung für Einfallswinkel $\theta \neq \theta_B$ (dem „Kalibrier“-Winkel) zeigt, dass die der theoretischen Rechnung zugrundeliegende Flankenform des Gitters B offensichtlich nicht jener des Gitters A identisch ist.

Dass die Doppelbrechung eines ZOGs sehr stark von der Flankenform beeinflusst ist, wird im folgenden Abschnitt noch einmal detailliert diskutiert.

4.3.3 Doppelbrechung eines zero-order Gitters (ZOG) im konischen Aufbau

In Abschnitt 4.2 wurde das Design eines ZOGs optimiert, welches linear TE-polarisiertes Licht in zirkular polarisiertes Licht wandeln soll. Diese optische Eigenschaft soll nun experimentell verifiziert werden, d.h. der Polarisationszustand des Lichtes hinter der im konischen Aufbau betriebenen $\lambda/4$ -Platte soll analysiert werden. Die Vermessung der den Polarisationszustand kennzeichnenden Polarisationsellipse ist prinzipiell durch einen drehbaren Polarisator möglich, im Folgenden als Analysator bezeichnet. Dreht man diesen Analysator, bis ein Minimum der transmittierten Leistung erreicht ist (in Richtung von \mathbf{e}_s), und misst man diese und die Leistung bei orthogonaler Analysatorstellung (in Richtung von \mathbf{e}_p), lässt sich hieraus auf den vorliegenden Polarisationszustand rückschließen. D.h. es ist möglich, von E_p und E_s auf E_{TE} , E_{TM} und $\Delta\varphi$ rückzurechnen. Nachteilig an dieser Messmethode ist die für nahezu zirkular polarisiertes Licht ($E_p \approx E_s$) nicht exakt lokalisierbare Lage des Minimums, d.h. der kleinen Achse der Polarisationsellipse.

Aus diesem Grund wurde eine andere Methode zur Charakterisierung des Polarisationszustan-

des ausgewählt: Der hinter dem $\lambda/4$ -Gitter vorliegende Polarisationszustand wird mit einem entsprechend ausgerichteten SOLEIL/BABINET-Kompensator, im Folgenden als SB bezeichnet, in linear polarisiertes Licht überführt.

Ein SB besteht aus zwei doppelbrechenden Quarzkeilen, die derart aufeinander gelegt sind, dass sie sich zu einer planparallelen Platte mit variabler Dicke ergänzen, die Kristallachsen beider Quarzkeile sind parallel. Darüber liegt eine zweite planparallele Quarzplatte fester Dicke, aber mit orthogonal ausgerichteter optischer Achse des Quarzkristalls. Bei gleicher Dicke beider Quarzplatten kompensieren sich die zwischen ordentlichem und außerordentlichem Strahl von jeder Platte eingeführten Laufzeitdifferenzen. Dieser SB hat nun zwei Freiheitsgrade: Durch Drehung des gesamten SB um den Winkel Φ_{SB} kann die Lage der optischen Achsen beider Quarzplatten eingestellt werden und durch eine Verschiebung der Keile gegeneinander kann das Dickenverhältnis beider planparalleler Platten und damit die vom SB eingeführte Phasenverschiebung φ_{SB} eingestellt werden.

Der Polarisationszustand soll nun mit Hilfe des Konzepts JONESscher Vektoren repräsentiert werden. Diese Repräsentationsart erlaubt in einfacher Weise zu zeigen, dass es für polarisierte Wellen möglich ist, aus der Kenntnis von Φ_{SB} und φ_{SB} **eindeutig** auf den am Eingang des SB vorliegenden Polarisationszustand rückzurechnen.

Der JONES-Vektor ist ein komplexer Vektor, definiert als (siehe z. B. [Azzam und Bashara 1999])

$$\mathfrak{J} = \mathfrak{E}_p + i \cdot \mathfrak{E}_s.$$

Während für den JONES-Vektor \mathfrak{J}_α im um α gegenüber dem xy -Koordinatensystem gedrehten ps -Koordinatensystem gilt¹⁰:

$$\mathfrak{J}_\alpha = \begin{pmatrix} E_p \\ i \cdot E_s \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \beta^\circ \\ i \cdot \sin \beta^\circ \end{pmatrix},$$

ergeben sich die komplexen Komponenten im kartesischen xy -Koordinatensystem¹¹ zu

$$\begin{aligned} \mathfrak{J} &= E_p \begin{pmatrix} \sin \alpha \\ \cos \alpha \end{pmatrix} + i \cdot E_s \begin{pmatrix} \cos \alpha \\ -\sin \alpha \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} \sin \alpha \cos \beta^\circ + i \cdot \cos \alpha \sin \beta^\circ \\ \cos \alpha \cos \beta^\circ - i \cdot \sin \alpha \sin \beta^\circ \end{pmatrix}. \end{aligned}$$

Die den Polarisationszustand verändernde Funktion optischer Bauelemente kann durch JONES-

¹⁰Per definitionem ist $E_s = E_p \tan \beta^\circ$, woraus für eine normalisierte Feldstärke ($|\mathfrak{E}_p|^2 + |\mathfrak{E}_s|^2 = |\mathfrak{E}| = 1$) folgt: $E_p = \cos \beta^\circ$ und $E_s = \sin \beta^\circ$.

¹¹Wie eingangs erwähnt (S. 10), wurde das Koordinatensystem derart gewählt, dass das elektrische Feld keine Schwingungskomponente in z -Richtung aufweist, x und y entsprechen den Schwingungsrichtungen TM- und TE-polarisierten Lichtes.

Matrizen beschrieben werden. Die JONES–Matrix eines ungedrehten SB ist

$$\mathfrak{J}_{\text{SB}}^0 = \begin{pmatrix} e^{-i\varphi_{\text{SB}}/2} & 0 \\ 0 & e^{i\varphi_{\text{SB}}/2} \end{pmatrix},$$

womit sich die JONES–Matrix eines um Φ_{SB} gedrehten SB zu $\mathfrak{J}_{\text{SB}}^{\Phi_{\text{SB}}} = \mathfrak{R}(-\Phi_{\text{SB}}) \cdot \mathfrak{J}_{\text{SB}}^0 \cdot \mathfrak{R}(\Phi_{\text{SB}})$ ergibt. $\mathfrak{R}(\Phi_{\text{SB}})$ ist eine Rotationsmatrix, mit

$$\mathfrak{R}(\Phi_{\text{SB}}) = \begin{pmatrix} \cos \Phi_{\text{SB}} & \sin \Phi_{\text{SB}} \\ -\sin \Phi_{\text{SB}} & \cos \Phi_{\text{SB}} \end{pmatrix},$$

so dass gilt:

$$\mathfrak{J}_{\text{SB}}^{\Phi_{\text{SB}}} = \begin{pmatrix} \cos \frac{\varphi_{\text{SB}}}{2} - i \cos 2\Phi_{\text{SB}} \sin \frac{\varphi_{\text{SB}}}{2} & -i \sin 2\Phi_{\text{SB}} \sin \frac{\varphi_{\text{SB}}}{2} \\ -i \sin 2\Phi_{\text{SB}} \sin \frac{\varphi_{\text{SB}}}{2} & \cos \frac{\varphi_{\text{SB}}}{2} + i \cos 2\Phi_{\text{SB}} \sin \frac{\varphi_{\text{SB}}}{2} \end{pmatrix}.$$

Die Kenntnis dieser Matrix erlaubt zu zeigen, dass für jeden beliebigen (elliptischen) Polarisationszustand eine eindeutige SB–Stellung (charakterisiert durch Φ_{SB} , φ_{SB}) existiert, die diesen Zustand in linear polarisiertes Licht überführt, beispielsweise in linear TE–polarisiertes Licht.

Die Lösung der y –Komponente der Gleichung

$$\mathfrak{J}_{\text{SB}}^{\Phi_{\text{SB}}} \cdot \mathfrak{J} = \begin{pmatrix} \text{beliebig} \\ 0 \end{pmatrix}$$

ergibt

$$\tan 2\alpha = -\frac{\sin 4\Phi_{\text{SB}}}{\tan^{-2} \frac{\varphi_{\text{SB}}}{2} + \cos 4\Phi_{\text{SB}}}$$

und

$$\sin 2\beta^\circ = \sin \varphi_{\text{SB}} \sin 2\Phi_{\text{SB}}.$$

Der Vorteil dieser Art der Bestimmung des Polarisationszustandes ist, dass entgegen der Messung von α und β° die Winkel Φ_{SB} und φ_{SB} exakt bestimmbar sind und sich bei Veränderung des Polarisationszustandes in dem interessierenden Bereich um $\Phi \approx 45^\circ$ **stetig** ändern, wie man Bild 39 entnehmen kann. Man beachte, dass der Winkel Φ ohne Index den Azimutalwinkel der konischen $\lambda/4$ –Platte beschreibt.

Insbesondere für die nahezu zirkularen Polarisationszustände für $40^\circ < \Phi < 60^\circ$, wo sich die Hauptachsenneigung der Polarisationsellipse stark ändert, erlaubt die Messung von Φ_{SB} und φ_{SB} eine weitaus genauere Bestimmung des Polarisationszustandes hinter der $\lambda/4$ –Platte.

Weiterführende theoretische Rechnungen zeigen, dass insbesondere α und φ_{SB} stark von der Form der Gitterstege abhängen (siehe Bild 40).

Die Elliptizität β° und die Neigung Φ_{SB} des SB sind in Bild 40 nicht angegeben, da diese Werte sich in Abhängigkeit der untersuchten Parameter kaum ändern. Für die Hauptachsenneigung α hingegen, ebenso wie für den zu kompensierenden Phasenshift φ_{SB} , zeigt sich eine extreme Abhängigkeit von der Gittertiefe D , dem Füllfaktor f und dem Flankenwinkel der Gitterstege.

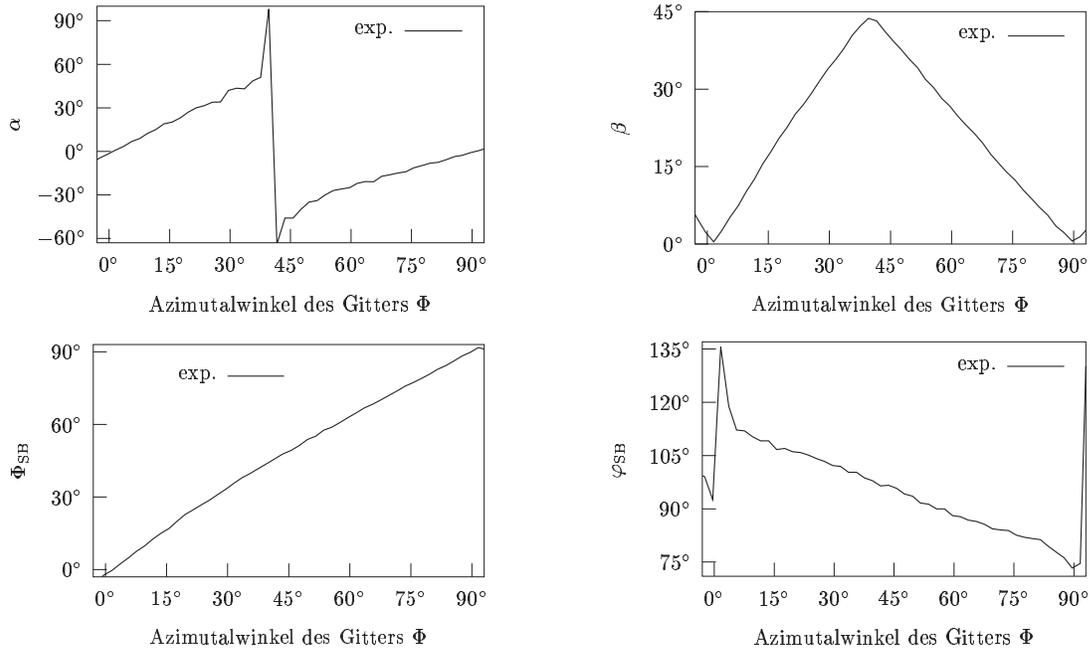


Bild 39: Mittels Analysator gemessene Hauptachsenneigung α der Polarisationsellipse gegen die y -Richtung und Elliptizität β° (oben) und mittels SB gemessene Neigung Φ_{SB} und Phasenshift φ_{SB} in der SB-Stellung, so dass linear TE-polarisiertes Licht den SB verlässt (unten). Bei allen Messungen fiel linear TE-polarisiertes Licht auf die konische $\lambda/4$ -Platte ein ($\alpha_{in} = 0, \beta_{in}^\circ = 0$).

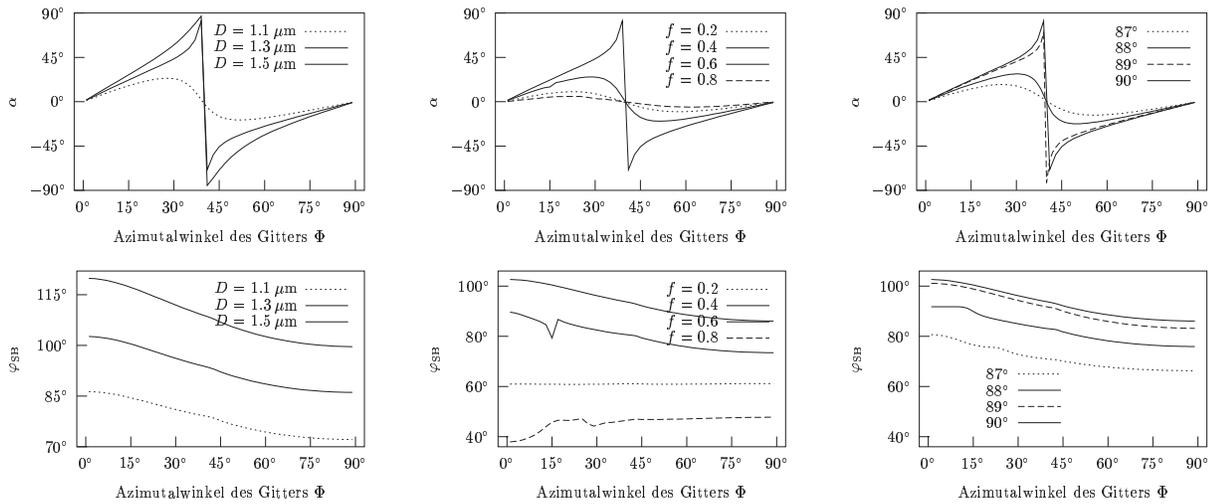


Bild 40: Rigoros berechnete Abhängigkeit der Achsenneigung α und des Phasenshifts φ_{SB} für verschiedene Gittergeometrieparameter der konischen $\lambda/4$ -Platte. In den linken Bildern wurden α und φ_{SB} bei senkrechten Gitterflanken und $f = 0,4$ berechnet; die mittleren Bilder wurden ebenfalls mit senkrechten Gitterflanken und einer Gittertiefe $D = 1,3 \mu\text{m}$ berechnet; die rechten Bilder wurden für trapezförmige Gittersteg mit $D = 1,3 \mu\text{m}$ und $f = 0,4$ an der Stegspitze berechnet.

Der Anteil des durch die $\lambda/4$ -Platte depolarisierten Lichtes ist in Bild 41 dargestellt.

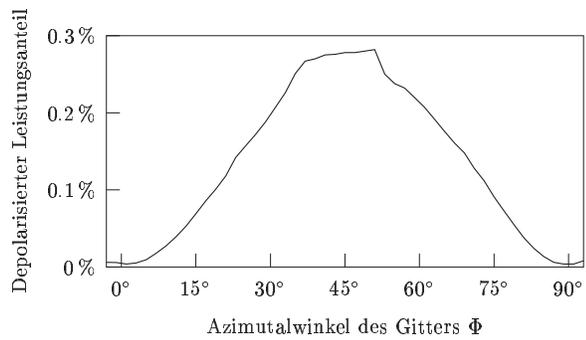


Bild 41: Prozentualer Anteil des insgesamt auf die $\lambda/4$ -Platte einfallenden Lichtes, das diese depolarisiert verlässt.

Demnach ist der durch Depolarisation bedingte Fehler bei der Messung von Φ_{SB} und φ_{SB} vernachlässigbar.

5 Kombination hochfrequenter diffraktiv-optischer Elemente

Aufbauend auf den Kenntnissen zum Design hocheffizienter Beugungsgitter und Phasenplättchen soll nun die Funktionsweise von kombinierten Hochfrequenzgittern am Beispiel eines nano-optischen Schalters (§ 5.1) und eines rein diffraktiven optischen Isolators (§ 5.2) näher untersucht werden.

5.1 Diffraktiver nano-optischer Schalter

Hocheffiziente schnelle Schalter sind eine wesentliche Komponente zur Signalverarbeitung. Mechanische Konzepte erlauben die Realisierung freistrahloptischer Schalter mit geringer Empfindlichkeit gegen Umgebungseinflüsse. Attraktiv sind hier Lösungen mit kleinen zu bewegenden Massen und kleinen Stellwegen. Ein solches Element erhält man, wenn zwei binäre Gitter mit $f = 0,5$ gegeneinandergestellt werden, wobei jedes Gitter die Tiefe $D_{\text{opt}}/2$ aufweisen muss (siehe Bild 42). Hierbei bezeichnet D_{opt} die auf höchste Beugungseffizienz in die erste Beugungsordnung optimierte Gittertiefe eines SOG.

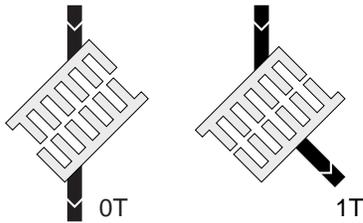


Bild 42: Nano-optischer Schalter aus zwei „halben“ SOG. In der Stellung AUS (*links*) kompensieren sich die beugenden Wirkungen beider Gitter halber optimaler Tiefe, alles Licht passiert ungebeugt (0T). In der Stellung EIN (*rechts*) wird alles Licht in die erste transmittierte Ordnung gebeugt (1T).

Bei der Optimierung der Gitterparameter des Schalters stand ein technologisch möglichst einfaches Design geringer Gittertiefe im Vordergrund, welches linear TM-polarisiertes Licht effizient zu schalten erlaubt. Der Füllfaktor ist durch das Funktionsprinzip auf $f = 0,5$ festgelegt, so dass als freie Parameter nur die Tiefe und Periode des Gitters verbleiben. Die numerisch rigore Berechnung der in Bild 43 dargestellten Beugungseffizienzen zeigt, dass in dem ausgewählten Designparameterbereich vier lokale Optima verschiedener Tiefe und Periode existieren.

Das Gitterdesign geringster Gittertiefe und gleichzeitig größter Gitterperiode, welches mehr als 98 % in die erste Beugungsordnung beugt, ergibt sich bei einer Arbeitswellenlänge von 543 nm für $\Lambda = 440$ nm und $D = D_{\text{opt}} = 1,4$ μm . Die größte Gitterperiode wurde aus den eingangs genannten Gründen der Schreibzeit für SOG am Elektronenstrahlolithographen gewählt.

Die Beugungseffizienz $\eta_{0\text{T}, \text{TM}} = 0,0015$ % erlaubt es, für ebene Wellen theoretisch eine Schaltdynamik von:

$$\text{Schaltdynamik} = 10 \cdot \log \frac{\eta_{0\text{T}, \text{AUS}}}{\eta_{0\text{T}, \text{EIN}}} = 10 \cdot \log \frac{98,5}{0,0015} = 48 \text{ dB.}$$

Soll anstatt eines einfachen EIN/AUS-Schalters ein polarisationsselektiver Schalter (ein schalt-

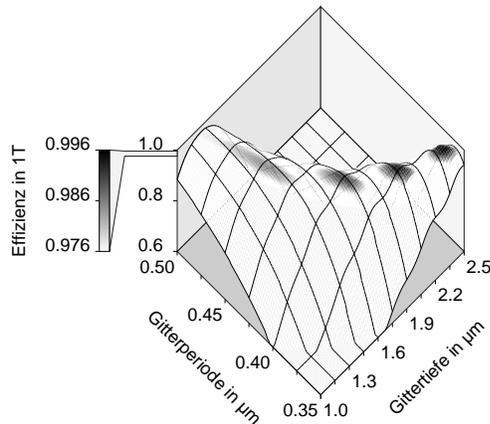


Bild 43: Beugungseffizienz in die erste transmittierte Ordnung für TM-polarisiertes Licht mit $\lambda = 543$ nm, welches unter BRAGG-Winkel auf ein binäres oberflächenkorrigiertes Gitter mit $f = 0,5$ fällt. Dieses Bild stellt einen Zoom aus dem rechten Bild 19 von Seite 40 dar.

barer Polarisator) realisiert werden, so können die bereits in Abschnitt 3.2 ermittelten Gitterparameter eines SOG verwendet werden ($\Lambda = 415$ nm, $f \approx 0,5$, $D_{\text{opt}} = 1,65$ μm). Dieses SOG war mit dem Ziel optimiert worden, dass es TM-polarisiertes Licht hocheffizient beugt, während TE-polarisiertes Licht möglichst ungebeugt transmittiert wird.

5.1.1 Nachteil der Betrachtung ebener Wellen

Bei der Diskussion der experimentellen Ergebnisse in Abschnitt 3.4 wurde bereits festgestellt, dass Interferenzen zwischen einzelnen Teilstrahlen wesentlich das Beugungsverhalten beeinflussen können (siehe z.B. die in Bild 26 auf Seite 46 angegebenen Reflexe). Derartige Effekte werden bei der numerischen Simulation von Einzelgittern üblicherweise nicht erfasst, da hier das Substrat als halbumendlich angenommen wird. Diese Annahme mindert nicht den Wert der Rechnung, da es möglich ist, die Substratrückseite antireflektierend zu beschichten, so dass die numerisch berechneten Effizienzen der Realität entsprechen. Für nicht entspiegelte Substrate endlicher Dicke erhält man die entsprechenden Resultate leicht durch nachträgliche Berechnung der FRESNEL-Verluste.

Bei der rigorosen numerischen Berechnung der Beugungseffizienz ebener Wellen bei der Ausbreitung durch mehrere hintereinandergelagerte Gitter oder auch eines Gitters auf einem Substrat endlicher Dicke treten hingegen zwei Effekte auf, die experimentell so nicht beobachtet werden:

- Interferenzeffekte zwischen parallelen Teilstrahlen von unendlich ausgedehnten ebenen Wellen: Experimentell überlappen die Teilstrahlen bei endlichem Strahldurchmesser insbesondere für schrägen Strahleinfall räumlich nicht

und

- Resonanzeffekte für Strahlen mit räumlich unendlich schmalbandigem Raumwinkelspektrum: Typische Strahlverteilungen umfassen ein Raumwinkelspektrum, dessen Halbwertsbreite oft groß gegen die räumliche Halbwertsbreite der Resonanzerscheinung ist.

Diese Nachteile sind der Untersuchung des Beugungsverhaltens einzelner ebener Wellen inhärent, da jede ebene Welle unendlich ausgedehnt und damit räumlich–spektral unendlich schmalbandig ist.

Der Einfluss von Interferenzen zwischen einzelnen reflektierten Teilstrahlen ist in Bild 44 für eine Anordnung zweier SOG halber optimaler Gittertiefe in einem Abstand ΔD_{Luft} zwischen beiden Gittern gezeigt. Selbst für geringe Luftspalte weicht die Halbwertsbreite der Beugungseffizienz in die erste Beugungsordnung für BRAGG–Einfall bereits deutlich von dem üblichen Beugungsverhalten eines SOG ab. Ist der Abstand verschwindend klein, ergibt sich die bekannte Winkelabhängigkeit eines oberflächenkorrigierten intermediate Gitters, d. h. quasi konstante Beugungseffizienz für Winkelabweichungen weniger Zehntel Grad (vergleiche beispielsweise die Kurve für $n_{\text{III}} = 1,5$ im rechten Bild 7 auf Seite 19).

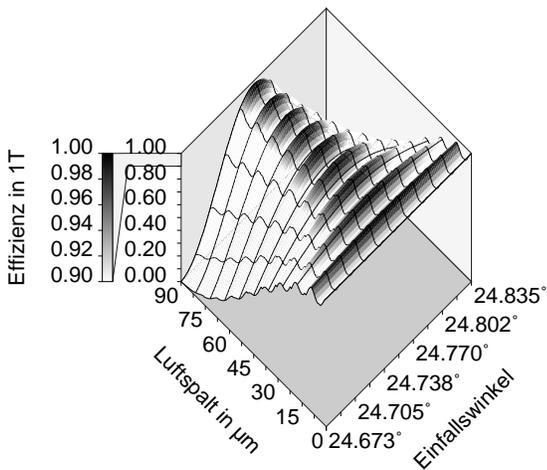


Bild 44: Rigorose Simulation der Abhängigkeit der Schalteffizienz in EIN–Stellung vom Einfallswinkel ebener Wellen und dem Abstand zwischen beiden Gittern halber optimaler Tiefe. Die erlaubte Einfallswinkeltoleranz liegt in der Größenordnung der Divergenz eines Gaußstrahles.

Die Einfallswinkeltoleranz für einen Luftspalt weniger Mikrometer liegt mit etwa $0,01^\circ$ in der Größenordnung der Divergenz $\Delta\theta$,

$$\Delta\theta = \arctan \frac{\lambda}{\pi n w_0} = 0,018^\circ,$$

eines beugungsbegrenzten Gaußstrahles mit einer Taille von $n w_0 = 0,5 \text{ mm}$.

Aus geometrischen Überlegungen erhält man die Interferenzperiode in Abhängigkeit des Luftspaltes zu $\Delta D_{\text{Luft}} = \lambda / (2 \cos \theta_B) = 345 \text{ nm}$. Um diese Abhängigkeit graphisch darstellen zu können, wurde die Abtastrate der Bildpunkte in Bild 44 derart gewählt, dass sich als Artefakt ein ganzes Vielfaches dieser Periode ergibt.

Um das realistische Verhalten diffraktiver Strukturen bei Beleuchtung mit Licht endlicher Linienbreite ($\Delta\lambda$) und endlicher räumlicher Divergenz unter Berücksichtigung der Strahlüberlappung als Funktion der einzelnen Schichtdicken zu untersuchen, wurde eine Methode zur rigorosen Berechnung von Strahlenbündeln endlichen Querschnitts entwickelt, deren Ergebnisse im folgenden Abschnitt kurz diskutiert werden sollen.

5.1.2 Rigorose Simulation der Beugung von Gaußstrahlen

Um das Verhalten von Gaußstrahlen endlichen Querschnitts beim Passieren eines diffraktiven Gitters rigoros simulieren zu können, wird das Winkelspektrum ebener Wellen des Gaußstrahles ermittelt, und jede ebene Welle wird unter Berücksichtigung ihrer Amplitude und Phase rigoros in ihrem Transmissionsverhalten berechnet. An den äußeren Grenzflächen der Schichtstruktur wird von dem modifizierten Spektrum ebener Wellen auf die Ortsverteilung rücktransformiert. Für TE- / TM-polarisiertes Licht kann die y -Komponente des elektrischen / magnetischen Feldes als skalare Feldgröße $u(\mathbf{r})$ notiert werden. Für $z = 0$ ergibt sich die konkrete Feldverteilung $u(x)$ in einer gegenüber der Taille geneigten Ebene (der Strahl fällt schräg auf den Schalter, es interessiert die Feldverteilung auf der ersten Grenzfläche, vergleiche Bild 45) nach Gleichung (15b) mit $\xi = x \cos \theta$ und $\tau = x \sin \theta$ zu:

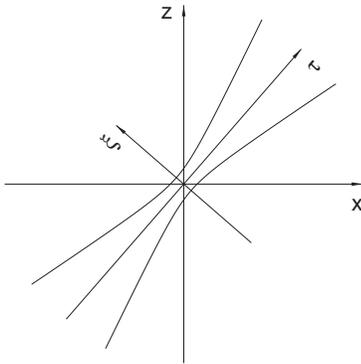
$$u_z(x) = e^{-\left(\frac{x \cos \theta}{w_0}\right)^2} \cdot e^{i \frac{2\pi}{\lambda} \sin \theta}.$$

Durch Fouriertransformation erhält man das Ortsfrequenzspektrum $U(\beta_x)$ dieser Feldverteilung, wobei die β_x -Komponente des Ausbreitungsvektors $\boldsymbol{\beta}$ mit dem Neigungswinkel θ der ebenen Wellen durch

$$\cos \theta = \frac{\beta_x}{|\boldsymbol{\beta}|}$$

verknüpft ist. Die MWGL werden für die Ausbreitung jeder ebenen Welle durch das Schichtsystem gelöst, die resultierende komplexe Feldverteilung an den äußeren Grenzflächen wird phasenrichtig aufsummiert und rücktransformiert.

Bild 45: Eine gaußförmige Feldverteilung $u_0(\xi) = \exp(-\xi^2/w_0^2)$ mit ihrer Taille bei $\tau = 0$, die sich in τ -Richtung beugungsbegrenzt ausbreitet, genügt in paraxialer Näherung der Gleichung:



$$u_\tau(\xi) = \frac{w_0}{w(\tau)} \cdot e^{-\frac{\xi^2}{w^2(\tau)}} \cdot e^{ik_0 \frac{\xi^2}{2R(\tau)}} \cdot e^{i\phi(\tau)} \cdot e^{ik_0\tau} \quad (15a)$$

$$u_\tau(\xi) \approx e^{-\frac{\xi^2}{w_0^2}} \cdot e^{ik_0\tau} \quad \text{für } \tau \ll \tau_0 \quad (15b)$$

mit

der RAYLEIGH-Länge

$$\tau_0 = \frac{\pi}{\lambda} w_0^2$$

dem Strahlradius

$$w(\tau) = w_0 \sqrt{1 + (\tau/\tau_0)^2}$$

dem Krümmungsradius der Phasenfront

$$R(\tau) = \tau \left[1 + (\tau_0/\tau)^2 \right]$$

und einer Phasenverschiebung

$$\tan \phi(\tau) = -\tau/\tau_0$$

nach [Glaser 1997].

Bei der diskreten Fouriertransformation ist zu beachten, dass die im Abstand δ_{einf} äquidistant abgetasteten, unter einem mittleren Einfallswinkel $\theta_{\text{einf}} = \theta_B$ einfallenden ebenen Wellen für

$\theta_{\text{out}} \neq \theta_{\text{einf}}$ (Leistungsanteile in verschiedenen Beugungsordnungen!) eine **nicht-äquidistante** Menge auslaufender ebener Wellen erzeugen, es muss also eine entsprechende Querschnittskorrektur erfolgen. Für kleine δ_{einf} gilt jedoch $\delta_{\text{out}} \approx -\delta_{\text{einf}}$, womit eine Rücktransformation durch eine diskrete Fourierrücktransformation gerechtfertigt ist. Es ergibt sich eine notwendige Abtastrate von $2^{17} \approx 130000$ Punkten.

Bild 46 zeigt das Schaltverhalten für einen Versatz von $\Lambda/10$ zwischen beiden SOG halber optimaler Tiefe. Die Interferenzen zwischen nullter und erster transmittierter Beugungsordnung im Schalterinnern sind nur durch die Leistungsüberhöhung gegenüber der auf Eins normierten einfallenden Leistung ersichtlich. Die Interferenzperiode berechnet sich nach Gleichung (10) (S. 26) zu $\Lambda = 415 \text{ nm}$ und ist damit in der Graphik nicht darstellbar. Entsprechend den experimentellen Gegebenheiten erfolgte die Simulation für einen Gaußstrahl mit einer Taille von $w_0 = 500 \mu\text{m}$. Weitere Details sowie ein Ausschnitt des Interferenzmusters im Luftspalt sind in [Glaser u. a. 1998a] nachzulesen.

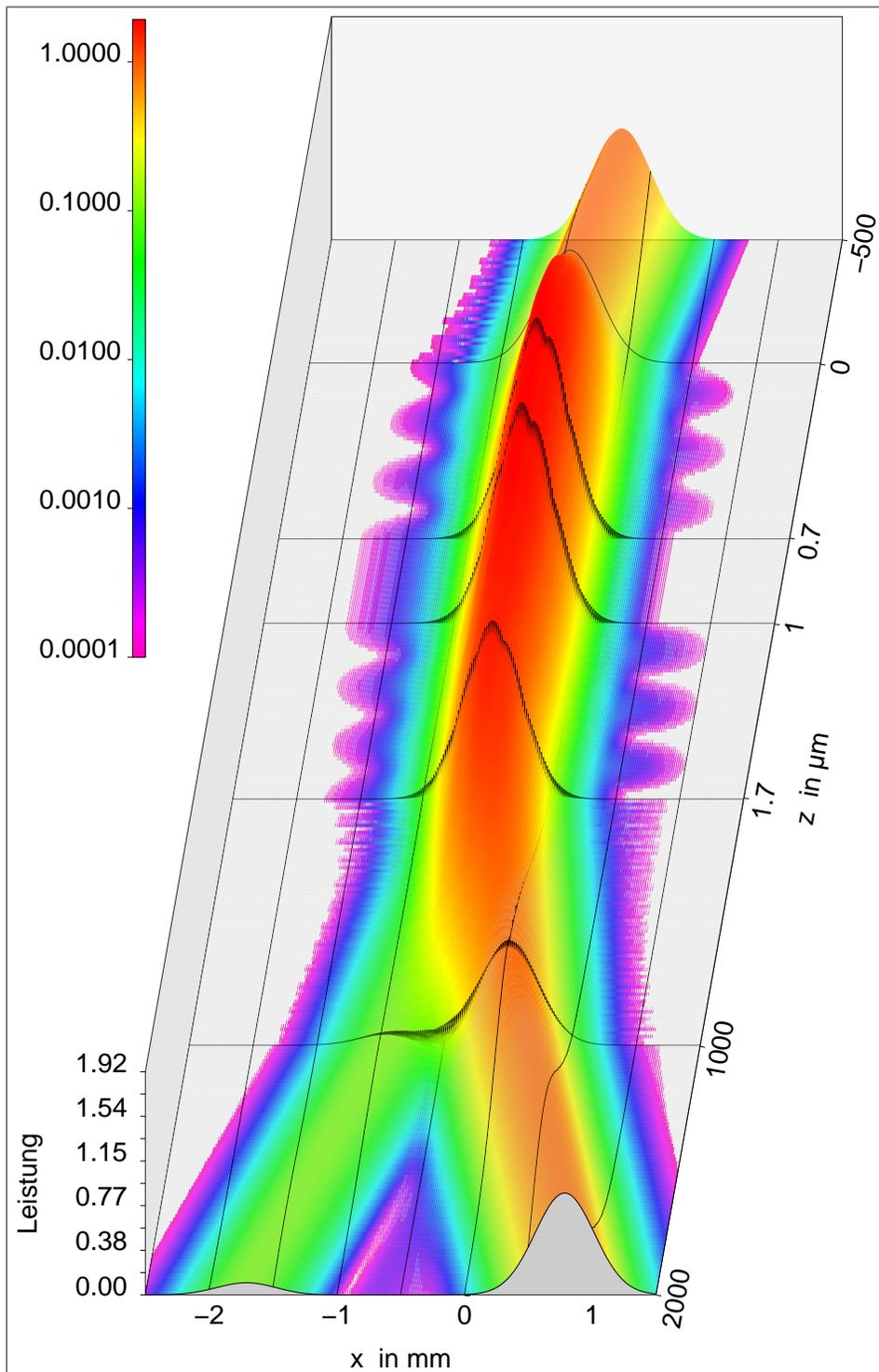


Bild 46: Schaltverhalten des Gitterschalters für einen Versatz von $\Lambda/10$ zwischen beiden SOG halber optimaler Tiefe. Die mit der einfallenden (auf Eins!) **normierte** Leistung $P(x, z)$ ist linear aufgetragen, eine logarithmische Farbskala verdeutlicht die Verteilung in Gebieten geringer Leistung. Der Schalterbereich ($0 \leq z \leq 1,7 \mu\text{m}$) wurde um den Faktor 1000 gezoomt dargestellt: $0..0,7 \mu\text{m}$ erstes SOG halber optimaler Tiefe, $0,7..1,0 \mu\text{m}$ Luftspalt, $1,0..1,7 \mu\text{m}$ zweites SOG halber optimaler Tiefe.

5.1.3 Experimentelle Ergebnisse

Es wurden zwei SOG halber optimaler Tiefe mit den Zielparametern $\Lambda = 440 \text{ nm}$, $D = 700 \text{ nm}$ und $f = 0,5$ elektronenstrahlolithographisch geschrieben und durch Ätzen in die Oberfläche zweier Borofloatglasssubstrate übertragen. Damit konnte ein erster nanooptischer Schalter realisiert werden. Die Vermessung der Beugungseffizienz des Schalters über dem Gitterversatz ist in Bild 47 dargestellt und mit rigoros ermittelten Werten für die gebeugte Effizienz eines Gaußstrahles verglichen, bei einem angenommenen Luftspalt zwischen beiden SOG halber optimaler Tiefe von $\Delta D_{\text{Luft}} = 345 \text{ nm}$.

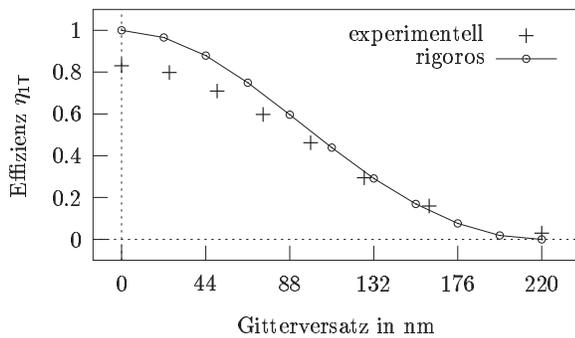


Bild 47: Vergleich der gemessenen Schalteffizienz in die erste Beugungsordnung mit rigoros für einen Gaußstrahl berechneten Werten.

Gegenüber den in [Glaser u. a. 1998a] diskutierten, theoretisch maximal möglichen Schaltdynamiken für Gaußstrahlen von etwa 47 dB in 1T-Richtung und etwa 38 dB in 0T-Richtung kann hier experimentell eine Schaltdynamik von

$$\text{Schaltdynamik} = 10 \cdot \log \frac{\eta_{1T, \text{EIN}}}{\eta_{1T, \text{AUS}}} = 10 \cdot \log \frac{83\%}{3\%} = 14 \text{ dB}$$

in 1T-Richtung nachgewiesen werden.

Um eine noch höhere Schaltdynamik zu erreichen, muss neben geringeren Parameterabweichungen der Hochfrequenzgitter vom Zieldesign eine stabile Justage beider SOG halber optimaler Tiefe gegeneinander sichergestellt sein.

5.2 Diffraktiver optischer Isolator

Optische Isolatoren sind wesentliche Komponenten in integriert-optischen Schaltungen ebenso wie in optischen Freistrahl-Aufbauten, wo die Quelle vor rücklaufender Strahlung geschützt werden soll. Meist wird der nichtreziproke magnetooptische FARADAY-Effekt genutzt (vergleiche den einfachsten möglichen Aufbau in Bild 48). Als FARADAY-Effekt bezeichnet man die Drehung der Schwingungsebene linear polarisierten Lichtes in einigen Materialien in Abhängigkeit der Stärke eines äußeren Magnetfeldes. Die Stärke der Drehung wird durch die VERDET-Konstante charakterisiert. Trotz intensiver Erforschung von Materialien hoher VERDET-Konstanten gibt es Wellenlängenbereiche, insbesondere im sichtbaren Bereich, für die bis heute keine miniaturisierbaren Isolatoren mit hoher Isolationsdynamik existieren. Daher wird eine Reihe weiterer Ansätze zur Realisierung der gesuchten optischen Ventilfunktion intensiv untersucht: Auf Basis des magnetooptischen Effektes kann die nichtreziproke differentielle Phasenverschiebung für TM-Moden in Wellenleitern zur Realisierung verschiedener nichtreziproker Baugruppen genutzt werden [Erdmann und Hertel 1995], eine allgemeine Übersicht zu nichtreziproken integriert-optischen Komponenten findet sich in [Yamamoto und Makimoto 1974], es können akusto-optische BRAGG-Spiegel zur nichtreziproken Frequenzverschiebung genutzt werden (vgl. [Saleh und Teich 1991], S. 825), und es kann eine Kombination aus Polarisator und $\lambda/4$ -Platte Verwendung finden [Kuwahara 1980].

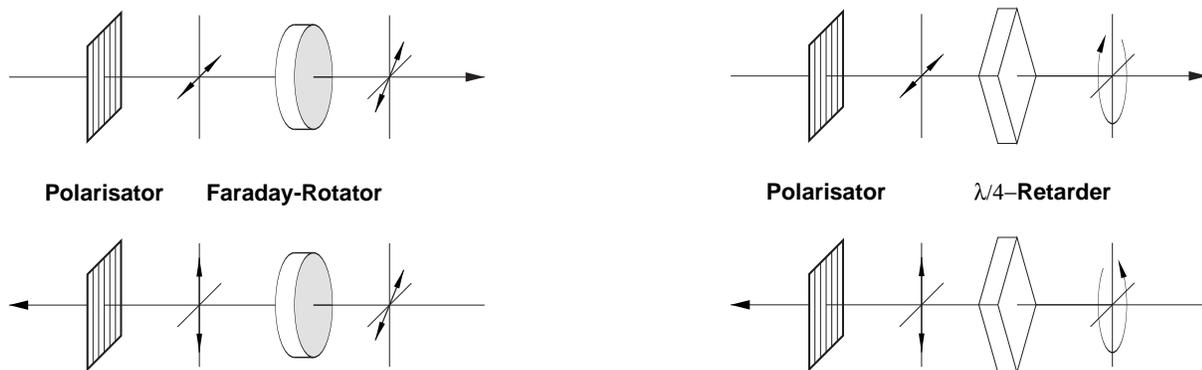


Bild 48: Funktionsweise polarisationsabhängiger Isolatoren in Vorwärtsrichtung (*oben*) und für reflektierte Strahlanteile (*unten*). *Links*: Isolator aus mindestens einem Polarisator und einem FARADAY-Element, welches die Schwingungsebene linear polarisierten Lichtes um 45° dreht. Wird zusätzlich hinter dem FARADAY-Rotator ein zweiter Polarisator um 45° geneigt verwendet, arbeitet der polarisationsabhängige Polarisator in beiden Richtungen für beliebiges Licht. *Rechts*: Isolator aus einem Polarisator und einer mit der Hauptachse um 45° geneigt stehenden $\lambda/4$ -Platte. Polarisationsunabhängige Isolatoren können realisiert werden, indem unpolarisiertes Licht in zwei orthogonale linear polarisierte Anteile aufgespalten wird, jede Polarisationsrichtung einen Polarisator durchläuft und danach wieder vereint wird.

Ein Zirkularpolarisator, die Kombination eines Polarisators und einer $\lambda/4$ -Platte, wirkt in der Weise als Isolator, als dass von ebenen Grenzflächen reflektierte Strahlanteile nicht in die Quelle

zurücklaufen können. Wird ein solches Element durch zwei dielektrische korrugierte Phasentransmissionsgitter auf der Vorder- und Rückseite eines Quarzsubstrates realisiert, so sind folgende Vorteile gewährleistet:

- das Isolatordesign ist für beliebige Wellenlängen skalierbar,
- der Isolator ist für Hochleistungsanwendungen einsetzbar (in Spektralbereichen ohne Absorption),
- das Design ist kompakt und miniaturisierbar,
- es existieren keine Justageprobleme, und
- die Verwendung von Quarz als Substrat- und Gittermaterial garantiert eine minimale Temperaturabhängigkeit.

Im nächsten Abschnitt soll ein mögliches Design zur Realisierung der genannten Strahlaufgabe vorgestellt werden.

5.2.1 Konzept und Modellierung

Das Design eines hocheffizienten Polarisationsstrahlteilers für schrägen Einfall unter BRAGG-Winkel wurde bereits in Abschnitt 3.2 optimiert. Dieser kann als Polarisator eingesetzt werden, wobei sich ein hohes Auslöschungsverhältnis ergibt. Das Design einer die geforderte Strahlformungsaufgabe erfüllenden $\lambda/4$ -Platte wurde in Abschnitt 4.2 optimiert, dort wurde auch gezeigt, dass für einen polaren Einfallswinkel von $\theta = \theta_B$ die $\lambda/4$ -Platte nicht mehr exakt um 45° geneigt stehen muss, sondern ein Azimutalwinkel von etwa 40° optimal zur Erfüllung der geforderten Polarisationskonversion ist. Bild 49 zeigt den Aufbau eines solchen rein diffraktiven Isolators. Da der Polarisator nicht senkrecht im Strahlengang steht, werden in die Quelle rücklaufende Reflexe von den Grenzflächen des Isolators vermieden.

Trifft unpolarisiertes Licht auf dieses Element, so werden von dem in Abschnitt 3.2 optimierten Polarisator (binäres Gitter mit $\Lambda = 415 \text{ nm}$, $D = 1,65 \mu\text{m}$, $f = 0,49$) 97,0 % TE-polarisiertes Lichtes transmittiert (0T), 0,2 % werden in die erste transmittierte Ordnung gebeugt (1T), 2,8 % werden reflektiert (0R & 1R). Für TM-polarisiertes Licht werden 0,004 % transmittiert (0T), 97,9 % in 1T gebeugt und 2,1 % finden sich in 0R und 1R. Das transmittierte TE-polarisierte Licht wird von dem $\lambda/4$ -Phasenplättchen zur Hälfte in TM-polarisiertes Licht gekoppelt, und gleichzeitig wird eine Phasendifferenz von 90° zwischen beiden linear polarisierten Komponenten eingeführt. Somit verlässt rechts zirkular polarisiertes Licht den Isolator.

Treten nun Reflexionen an ebenen Grenzflächen nachfolgender optischer Komponenten auf, fällt links zirkular polarisiertes Licht auf den Isolator zurück (vergleiche Bild 48, rechts). Dieses wird

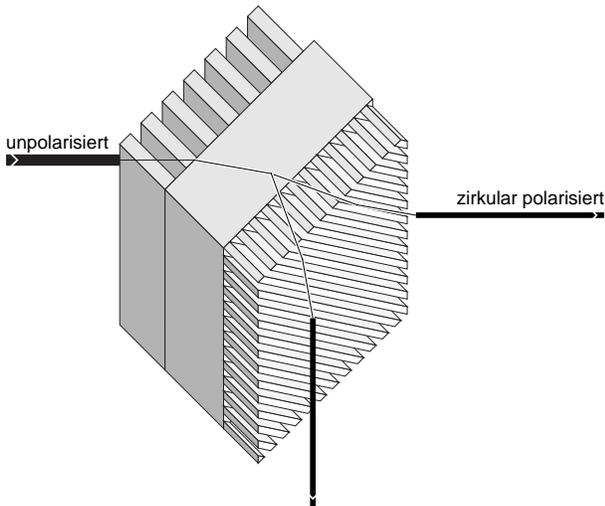


Bild 49: Optischer Isolator aus zwei diffraktiven Hochfrequenzgittern, korrigiert in die Oberflächen eines planparallelen Quarz-Trägersubstrates.

in linear TM-polarisiertes Licht rücktransformiert und vom Polarisator hocheffizient in die erste transmittierte Beugungsordnung abgelenkt. Bei vollständiger Polarisationskonversion des $\lambda/4$ -Plättchens und unter Vernachlässigung der Reflexionsverluste an der $\lambda/4$ -Gitterschicht ergibt sich damit die Isolation des Isolators zu

$$\text{Isolation} = 10 \cdot \log \frac{P_{\text{aus}}}{P_{\text{ein}}}, \quad (16)$$

wobei P_{ein} die gesamte reflektierte (links zirkular polarisierte) Lichtleistung bezeichnet und P_{aus} den vom Isolator in Richtung der Quelle durchgelassenen Anteil von P_{ein} erfasst. Man beachte die dieser Definition zugrunde liegende Funktionsweise des Zirkularpolarisators als Isolator für reflektierte Strahlanteile (siehe oben).

Zur Verdeutlichung der optischen Funktion des Isolators soll dieser vor einem idealen Spiegel (100% Reflexion, verlustfrei) positioniert werden, wie in Bild 50 skizziert. Die Ergebnisse der rigorosen numerischen Simulation dieser Anordnung sind in Bild 51 angegeben.

Der Spiegel kann nur parallel dem optischen Isolator im Strahlengang positioniert werden, da die rigorosen Rechenverfahren keine Simulation eines senkrecht zur OT-Strahlrichtung stehenden Spiegels erlauben. Da das die $\lambda/4$ -Funktion realisierende eindimensionale Gitter gegenüber dem eindimensionalen Gitter, welches den Polarisationsstrahlteiler realisiert, in der Gitterebene verdreht ist, muss eine zweidimensionale Gitterschichtrepräsentation im Sinne der RCWA erfolgen. Damit ist eine Berechnung der einzelnen Raumspektralkomponenten eines Gaußstrahles aus Rechenzeitgründen leider nicht möglich. Somit sind die in Bild 51 dargestellten Beugungseffizienzen moduliert mit Interferenzen, die sich zwischen den an den einzelnen Grenzflächen reflektierten Strahlanteilen ergeben.

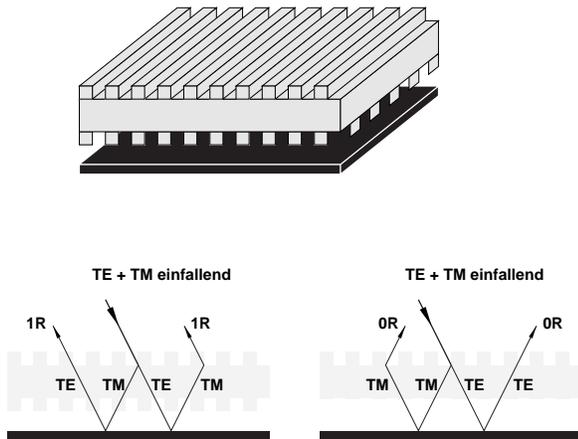


Bild 50: 3D-Ansicht (*oben*) und Vorderansicht (*unten*) des Strahlengangs durch einen diffraktiven Isolator (grau) vor einem idealen Spiegel (schwarz). *Links* für optimale Dicke der $\lambda/4$ -Schicht und damit vollständige Polarisationskonversion, *rechts* für eine marginale Dicke des $\lambda/4$ -Gitters, so dass quasi keine Beeinflussung der Polarisationsverhältnisse auftritt.

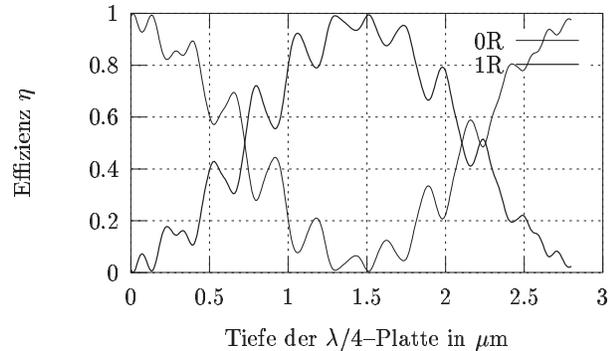


Bild 51: Rigorose Gesamtsimulation des Isolators aus Polarisator und konischer $\lambda/4$ -Platte bestehend als Funktion der Dicke der $\lambda/4$ -Platte. Die Dicke Null und die optimale Dicke ($1,3 \mu\text{m}$) entsprechen dem Strahlenverlauf der links diskutierten Teilbilder. Auch die Bedeutung von 0R und 1R ist der linken Skizze zu entnehmen.

5.2.2 Experimentelle Ergebnisse

Ein erster experimenteller Aufbau wurde aus zwei Gittern auf getrennten Substraten realisiert, wie in Bild 52 dargestellt.

An den nicht-entspiegelten Substratrückseiten auftretende FRESNEL-Verluste reduzieren die Performance dieses Isolators. Andererseits ermöglicht die getrennte Herstellung eine separate Charakterisierung der Gitterparameter der technologisch anspruchsvollen hochfrequenten Strukturen.

Um weitere Reflexe in relevanten Ausbreitungsrichtungen zu vermeiden, wurden keine Strahlteilerwürfel zur Messung der Leistungen P_{Referenz} , P_7 , P_{10} und P_{17} eingesetzt. Stattdessen stand ein für senkrechten Strahleinfall einseitig entspiegelter 50%/50%-Spiegel zur Verfügung, in Bild 52 als „Strahlteiler“ bezeichnet. Als „Teilerplatte“ diente eine einfache Glasplatte.

Die Funktion des Isolators wurde für unpolarisiertes und für TE-polarisiertes Licht detailliert untersucht. Da die Beugungscharakteristik des Polarisationsstrahlteilers bereits in Abschnitt 3.4 untersucht wurde, vergleiche die Messungen in Bild 27 auf Seite 48, soll hier aus Gründen der Übersichtlichkeit nur das Verhalten für einfallendes linear TE-polarisiertes Licht diskutiert werden.

Die Leistung P_{Referenz} wird mit einem Rechner (PC) permanent erfasst und dient dem Ausschluss von Messfehlern durch zeitliche Schwankungen der Laserleistung. Die ebenfalls mit Hilfe des PC gemessenen Leistungen P'_i ($i = 1..17$) werden mit dieser Referenzleistung korrigiert, $P_i =$

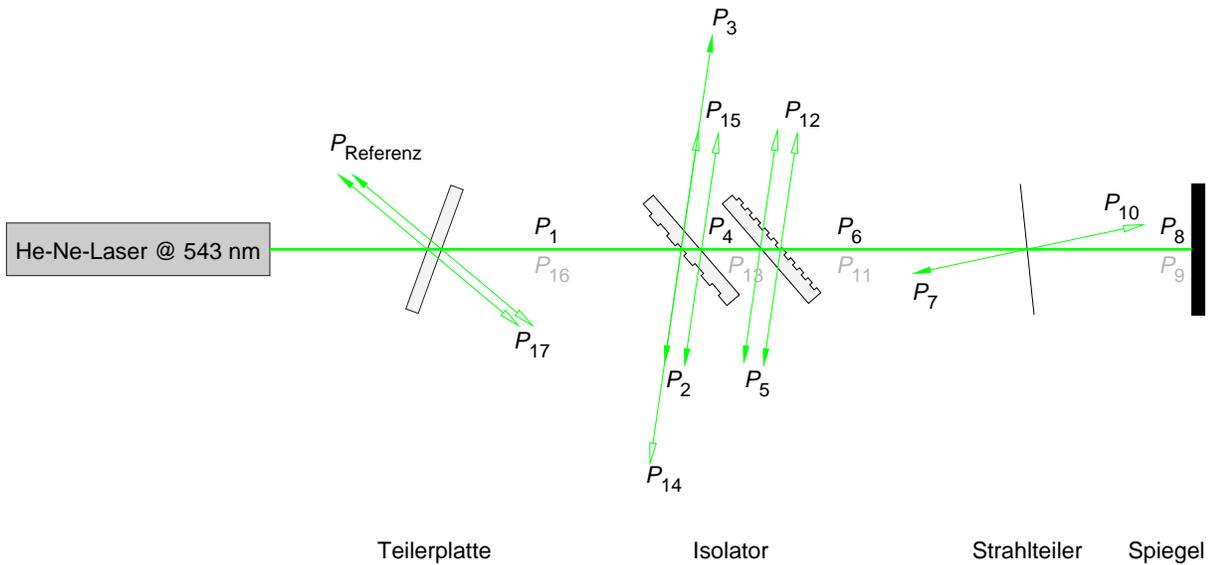


Bild 52: Experimenteller Aufbau zur Vermessung der optischen Eigenschaften des Isolators. Volle Pfeilspitzen kennzeichnen die auf dem „Hinweg“ auftretenden, leere Pfeilspitzen die auf dem „Rückweg“ auftretenden Reflexe. Die ersten transmittierten Beugungsordnungen sind durch doppel lange Pfeile ausgewiesen, die ersten reflektierten Beugungsordnungen erhielten keinen Pfeil. Leistungen, die nicht gemessen werden können, und daher aus gemessenen Leistungen berechnet werden müssen, sind grau gekennzeichnet.

P'_i/P_{Referenz} , wobei $P_1 = P'_1/P_{\text{Referenz}} = 100\%$ definiert ist.

Mit dieser Vereinbarung ergeben sich in Hinrichtung u. a. die Leistungen $P_4 = 87,5\%$ und $P_6 = 70\%$. Diese relativ geringe Transmission weist bereits auf hohe FRESNEL-Verluste an den nicht-entspiegelten zusätzlichen Substratflächen am Polarisationsstrahlteiler und an der $\lambda/4$ -Platte hin. Außerdem ergeben die nicht dem theoretischen Design entsprechenden Gitterparameter der $\lambda/4$ -Platte optimales Konversionsverhalten für etwas geringere Azimutalwinkel, wo bereits die erste Beugungsordnung auftritt, vergleiche hierzu Bild 53, so dass weitere Verluste in höhere Beugungsordnungen der $\lambda/4$ -Platte auftreten.

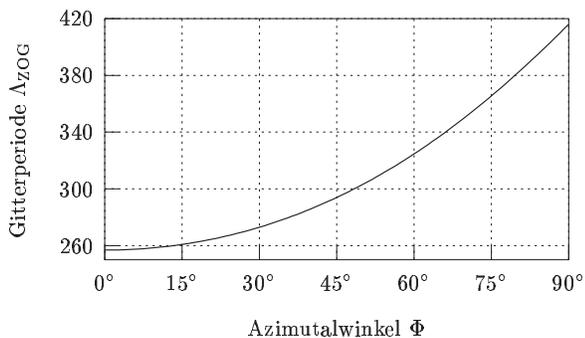


Bild 53: Gitterperiode Λ_{ZOG} , bei der die erste Beugungsordnung auftritt, über dem Azimutalwinkel Φ . Berechnet nach Gleichung (5) von Seite 17 für $n_1 = 1$, $n_{\text{III}} = 1,46$, $\lambda = 543\text{ nm}$ und $\theta_{\text{einf}} = -40,86^\circ$.

Weiterhin ist $P_{14} = 11,1\%$ und $P_{17} = 0,073\%$. Das Rauschen der gemessenen Leistungswerte beträgt etwa $0,0005\%$ und stellt somit für keinen Messwert eine Fehlerquelle dar. Aus P_6 , P_8

und den vermessenen Reflektivitäten des Strahlteilers und des Spiegels wurde $P_{11} = 20,3\%$ berechnet, und aus P_{17} und der Reflektivität der Teilerplatte wurde $P_{16} \approx 0,7\%$ bestimmt, womit sich eine Isolation des Isolators von

$$\text{Isolation} = 10 \cdot \log \frac{P_{16}}{P_{11}} \approx -15 \text{ dB}$$

ergibt. P_{11} und P_{16} entsprechen den in Gleichung (16) auf Seite 77 als P_{ein} und P_{aus} bezeichneten Leistungen. Diese im Verhältnis zum theoretisch möglichen Wert geringe Isolation wird im wesentlichen durch die hohe Transmission des Polarisationsstrahlteilers für TM-polarisiertes Licht verursacht ($\eta_{0\text{T},\text{TM}} \approx 1\%$).

Zur Verifikation der optischen Funktion der $\lambda/4$ -Platte ist in Bild 54 die gemessene Leistung P_{17} als Funktion der azimuthalen Stellung Φ der $\lambda/4$ -Platte aufgetragen.

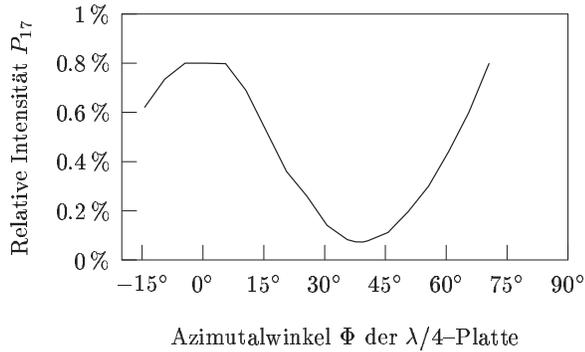


Bild 54: Gemessene Leistung P_{17} als relatives Maß für den nicht isolierten Anteil der in die Quelle rückreflektierten Strahlung.

Der Verlauf zeigt sehr schön die polarisationskonvertierende Wirkung der konischen $\lambda/4$ -Platte. Für Azimutalwinkel größer 70° erlaubte der experimentelle Aufbau keine Vermessung. Das Minimum der in die Quelle zurücklaufenden Strahlung ist für Azimutalwinkel kleiner 40° zu erkennen.

6 Zusammenfassung und Ausblick

Das Beugungsverhalten hochfrequenter Gitterstrukturen in dielektrischen Materialien wird mittels rigoroser Beugungstheorien analysiert und durch Vermessung in die Oberfläche planarer Quarzsubstrate geätzter Gitterstrukturen verifiziert.

Die maximal erreichbare Beugungseffizienz in Abhängigkeit von der relativen Gitterperiode (Λ/λ) für binäre oberflächenkorrigierte Gitter wird erstmals mehrparametrisch diskutiert [Glaser u. a. 2000]. Die signifikante Abhängigkeit globaler Effizienzmaxima von der Brechzahl des verwendeten Gittermaterials und der Polarisation des verwendeten Lichtes wird detailliert untersucht. Im BRAGG–Aufbau, wenn die erste reflektierte Beugungsordnung in Richtung des einfallenden Strahles zurückläuft, sind besonders für TM–polarisiertes Licht bei polaren Einfallswinkeln nahe dem BREWSTER–Winkel Beugungseffizienzen größer 99 % möglich. Beispielsweise beugt ein binäres Hochfrequenzgitter in Quarz 99,96 % des einfallenden Lichtes in die erste Beugungsordnung bei einer relativen Gitterperiode $\Lambda/\lambda = 0,61$, einer relativen Gittertiefe $D/\lambda = 4,38$, einem Füllfaktor $f = 0,82$ und der Brechzahl $n = 1,46$. Für TE–polarisiertes Licht werden Gitterparameter mit etwa 99 % Beugungseffizienz für binäre Gitter in Quarz angegeben.

Die extreme Abhängigkeit der Beugungseffizienz hochfrequenter Gitter von dem Polarisationszustand des einfallenden Lichtes ermöglicht die Konstruktion von Polarisationsstrahlteilern auf der Basis eines Gitters, welches linear polarisiertes Licht einer Schwingungsrichtung hocheffizient beugt, wohingegen Licht der orthogonalen Schwingungsrichtung ungebeugt transmittiert wird. Hierbei ist es sowohl möglich, TE–polarisiertes Licht hocheffizient zu beugen, während TM–polarisiertes Licht ungebeugt transmittiert wird, als auch umgekehrt. Es wird ein Gitterdesign identifiziert, welches bei einer Transmission der gewünschten Feldkomponente von 97 % und realistischen technologischen Anforderungen eine Extinktion zwischen Feldkomponenten orthogonaler Schwingungsrichtung größer 40 dB ermöglicht.

Mit steigender Brechzahl des Gittermaterials wachsen die FRESNEL–Verluste, so dass nur noch für TM–polarisiertes Licht bei Einfalls–(BRAGG–)Winkeln nahe dem BREWSTER–Winkel extreme Beugungseffizienzen möglich sind.

Es werden Gitter mit noch geringeren Perioden untersucht, sogenannte zero–order Gitter, bei denen alle höheren Beugungsordnungen evaneszent sind. Hier interessieren besonders zwei Eigenschaften: die antireflektierende Wirkung der Gitterstruktur und die durch das Gitter verursachte Doppelbrechung. Durch Vergleich von Ergebnissen der häufig angewendeten Effektiven Medium Theorie mit rigoros berechneten Werten zeigt sich, dass insbesondere für kleine Gittertiefen und für große Brechzahldifferenzen eine rigorose Berechnung der Doppelbrechung zwingend notwendig ist, um exakte Resultate zu erhalten.

Es wurden numerische Verfahren entwickelt, um unter Nutzung der kommerziellen Software GSOLVER die Doppelbrechung für konischen Strahleinfall berechnen zu können. Mit Hilfe dieser

Verfahren wird das Design einer $\lambda/4$ -Platte bestimmt, die bei konischem Strahleinfall neben der Phasendifferenz von 90° zwischen orthogonal schwingenden Feldkomponenten gleichfalls die gewünschte Polarisationskonversion einführt. Durch Kombination dieser Viertelwellenplatte mit einem Gitter, welches als Polarisationsstrahlteiler agiert, wird die Realisierung eines Zirkularpolarisators demonstriert, der als Isolator bezüglich reflektierter Strahlanteile funktioniert.

Spezifische Probleme bei der Simulation des Beugungsverhaltens von Gittermodulen werden intensiv untersucht. Die in der Software GSOLVER implementierte rigorose Analyse basiert auf dem Modell räumlich unendlich ausgedehnter ebener Wellen. Die Berechnung des Beugungsverhaltens mit zwei oder mehr parallelen Endflächen zeigt oft Interferenzerscheinungen, die im Experiment bei Verwendung räumlich begrenzter Strahlbündel so nicht auftreten. Zur Vermeidung dieser Probleme wurden numerische Tools entwickelt, die die rigorose Simulation des Beugungsverhaltens von Strahlenbündeln endlichen Durchmessers erlauben.

Oben genannte Gitterstrukturen mit Tiefen bis $2\ \mu\text{m}$ und Gitterperioden von etwa $300\ \text{nm}$ wurden erfolgreich technologisch realisiert. Die Gitterstrukturen werden elektronenstrahlolithographisch in eine Lackmaske geschrieben, entwickelt und durch Trockenätzen in die Oberfläche eines Glas- oder Quarzsubstrates übertragen. In Zusammenarbeit zwischen dem Institut für Physikalische Hochtechnologie (IPHT) und dem Institut für Angewandte Physik (IAP) der Universität Jena wurden Ätztechnologien weiterentwickelt, so dass es nun möglich ist, Einzelstrukturen mit Breiten um $150\ \text{nm}$ bei etwa zehnfacher Strukturtiefe ($\sim 1,5\ \mu\text{m}$) zu realisieren, entsprechend einem Aspektverhältnis von etwa zehn.

Die experimentellen Arbeiten erlauben die Bestätigung theoretischer Simulationsergebnisse mit hoher Genauigkeit. Eine sehr gute Übereinstimmung konnte für Einzelgitter ebenso nachgewiesen werden wie für die Simulation des Beugungsverhaltens kombinierter Gittermodule.

Es wurden Gitter mit $96\ \%$ Beugungseffizienz für TM-polarisiertes Licht realisiert, trotz der an der nicht entspiegelten Substratrückseite auftretenden FRESNEL-Verluste [Glaser u. a. 1998a]. Ein polarisationsstrahlteilendes Gitter mit $96\ \%$ Beugungseffizienz in der ersten gebeugten Ordnung für TM-polarisiertes Licht und $0,7\ \%$ für TE-polarisiertes Licht weist in Richtung des ungebeugt transmittierten Lichtes eine Extinktion von $15\ \text{dB}$ zwischen Strahlen orthogonaler Polarisationsrichtung auf. Es wurden Phasenplättchen mit 90° Phasenverzögerung für senkrechten und ebenso für konischen Strahleinfall realisiert. Durch Kombination verschiedener Gitterstrukturen zu diffraktiven mikrooptischen Modulen konnte die Funktionsweise eines nanooptischen Schalters und die rein diffraktive Implementation eines optischen Isolators erfolgreich experimentell verifiziert werden.

Mit diesen theoretischen und experimentellen Arbeiten wurde gezeigt, dass es in vielen Fällen möglich ist, klassische refraktiv-optische durch diffraktive Komponenten mit günstigeren optischen und mechanischen Eigenschaften zu ersetzen, wie z. B. Antireflexschichten, Filter und Strahlteiler. Des Weiteren ergibt die Kombination von Einzelgittern zu Modulen die Möglichkeit

der Realisierung kompakter miniaturisierter optischer Bauelemente.

Um derartige Komponenten kommerziell nutzbar zu machen, muss die Technologie zur Herstellung weiter optimiert werden. Besonders kritische technologische Parameter bei Hochfrequenzgittern mit großem Aspektverhältnis sind der Füllfaktor und die Form des Gittersteiges. Hierzu müssen auch geeignete Charakterisierungsmethoden entwickelt werden. Da z. B. geblazte Subwellenlängenstrukturen extreme Anforderungen an Position und Abmessung jedes Einzelsteiges stellen (Fehler kleiner etwa 5 nm für die hier untersuchten Strukturen), stellt die exakte Herstellung eines geforderten Designs eine notwendige Voraussetzung für komplizierte Gittergeometrien dar. Um mit geringen Herstellungskosten einen weiteren Vorteil dieser „planaren“ optischen Bauelemente auszuspielen, muss die entsprechende Abformtechnologie weiterentwickelt werden. Die Tools zur rigorosen Berechnung der Ausbreitung von Strahlenbündeln endlichen Durchmessers stellen eine geeignete Basis zur qualitativen und quantitativen Diskussion interessanter Resonanzphänomene wie beispielsweise des GOOS-HÄNCHEN-Shifts dar.

A Elektromagnetische Beugungstheorie

Es ist zu beachten, dass die im Folgenden diskutierte Theorie nur für **sinusquadratförmig** modulierte Dielektrizitäten mit

$$\epsilon = \bar{\epsilon} + \Delta\epsilon \cos Kx$$

gilt. Oberflächenkorrigierte Gitter beliebigen Gitterprofiles können jedoch in dünne Schichten zerlegt, ebenso behandelt und anschließend wieder als Ganzes mathematisch in ihrer Berechnung zusammengefasst werden [Gaylord und Moharam 1985]. Je Schicht wird die Dielektrizitätsverteilung in eine Fourierreihe entwickelt.

Am Beispiel klassischer Beugung an nichtleitenden, unmagnetischen, nicht-geneigten Gittern mit sinusquadratförmiger Brechzahlmodulation sollen grundlegende Lösungen der MAXWELL-Gleichungen in Anlehnung an [Extermann und Wannier 1936] kurz vorgestellt werden. Eine ausgezeichnete Diskussion konkreter mathematischer Lösungen findet sich in [Tamir u. a. 1964], eine Diskussion spezieller Aspekte der RCWA in [Gaylord und Moharam 1985]. Setzt man voraus, dass in y -Richtung Translationsinvarianz vorliegt ($\partial/\partial y = 0$) und die Feldlösungen als Überlagerungen von TE- und TM-Moden dargestellt werden können, müssen diese Feldlösungen für die skalaren komplexen Komponenten E_y und H_y der elektrischen $\mathfrak{E} = (0, E_y, 0)$ und magnetischen Feldstärke $\mathfrak{H} = (0, H_y, 0)$ in der Gitterregion II die folgenden sich aus den MAXWELL-Gleichungen ergebenden Wellengleichungen erfüllen:

$$\begin{aligned} \nabla^2 E_{y,\parallel}(x, z) + k_0^2 \epsilon(x) E_{y,\parallel}(x, z) &= 0 \\ \nabla^2 H_{y,\parallel}(x, z) + k_0^2 \epsilon(x) H_{y,\parallel}(x, z) - \frac{1}{\epsilon(x)} \frac{\partial \epsilon(x)}{\partial x} \frac{\partial H_y}{\partial x} &= 0. \end{aligned} \quad (17)$$

Gleichung (17) wird als skalare HELMHOLTZ-Gleichung bezeichnet. Im Folgenden wird nur TE-polarisiertes Licht betrachtet, die Lösungen müssen hier der MATHIEU-Differentialgleichung (s. u.) genügen, dies wurde bereits im vorigen Jahrhundert durch [Rayleigh 1887] erkannt. Für TM-polarisiertes Licht sind die Lösungen etwas komplizierter und sollen hier nicht diskutiert werden. Nimmt man an, dass das Gesamtfeld innerhalb eines Gitters durch Moden repräsentiert wird $E_{y,\parallel} = \sum_{l=-\infty}^{\infty} E_{y,\parallel l}$ und das Feld einer Mode separabel in x und z ist

$$E_{y,\parallel l}(x, z) = A_l \cdot X_l(x) \cdot Z_l(z) \quad (18)$$

und setzt diese Lösung in die Wellengleichung (17) ein, so erhält man (A_l ebenso wie die folgenden B_l , C_l und D_{lm} sind Amplitudenfaktoren)

$$\frac{1}{X_l} \frac{d^2 X_l}{dx^2} + \frac{1}{Z_l} \frac{d^2 Z_l}{dz^2} + k_0^2 \epsilon(x) = 0. \quad (19)$$

Da x und z unabhängig verändert werden können, müssen die jeweiligen Gleichungsanteile in (19) konstant sein. Nennt man $\frac{1}{X_l} \frac{d^2 X_l}{dx^2} + k_0^2 \epsilon(x) = \beta_{z,\parallel l}^2$, so gilt:

$$\frac{d^2 Z_l(z)}{dz^2} + \beta_{z,\parallel l}^2 Z_l(z) = 0 \quad \text{und damit} \quad Z_l(z) = B_l e^{-i\beta_{z,\parallel l} z}.$$

Das Feld der l -ten Mode $E_{y,\parallel l}$ schreibt sich nun:

$$E_{y,\parallel l}(x, z) = C_l \cdot e^{-i\beta_{z,\parallel l} z} \cdot X_l(x), \quad (20)$$

mit $C_l = A_l B_l$, wobei für eine sinusförmig modulierte Permeabilität der nur von x abhängige separierte Teil $X_l(x)$ des elektrischen Feldes der MATHIEU–Differentialgleichung (DGL)

$$\frac{d^2 X_l(x)}{dx^2} + [a + b \cos Kx] X_l(x) = 0$$

genügen muss, mit $a = k_0^2 \bar{\epsilon} - \beta_{z,\parallel l}^2$ und $b = k_0^2 \Delta \epsilon$. Obwohl dies eine lineare DGL ist, kann sie aufgrund der Ortsabhängigkeit des Koeffizienten in eckigen Klammern nicht analytisch gelöst werden. Aufgrund der räumlichen Periodizität gilt jedoch das Theorem von FLOQUET [Floquet 1883], wonach gewisse Lösungen (s. u.) der MATHIEU–DGL die Form

$$X_l(x) = \Phi_l(x) e^{-i\beta_{x,l} x}$$

aufweisen, $\beta_{x,l}$ wird FLOQUET–**Exponent** genannt¹². $\Phi_l(x)$ ist periodisch in x mit der Periode der Dielektrizität Λ , so dass für alle x gilt: $\Phi_l(x) = \Phi_l(x + \Lambda)$. Da Φ_l periodisch ist, kann es als Fourierreihe geschrieben werden, $\Phi_l(x) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} D_{lm} e^{imKx}$, so dass sich $X_l(x)$ ergibt zu:

$$X_l(x) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} D_{lm} e^{i(mK - \beta_{x,l})x} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} D_{lm} e^{-i\beta_{x,lm} x} \quad (21)$$

mit

$$\beta_{x,lm} = \beta_{x,l} - m \cdot K. \quad (22)$$

Gleichung (22) wird **Floquet condition** genannt. Das Feld der l -ten Mode kann mit (21) in (20) geschrieben werden zu

$$E_{y,\parallel l}(x, z) = C_l \cdot e^{-i\beta_{z,\parallel l} z} \cdot \sum_{m=-\infty}^{\infty} D_{lm} e^{-i\beta_{x,lm} x},$$

womit sich das Gesamtfeld ergibt zu:

$$E_{y,\parallel}(x, z) = \sum_{l=-\infty}^{\infty} C_l \cdot e^{-i\beta_{z,\parallel l} z} \cdot \sum_{m=-\infty}^{\infty} D_{lm} \cdot e^{-i[\beta_{x,l} - mK]x} \quad (23a)$$

$$= \sum_{l=-\infty}^{\infty} C_l \cdot e^{-i\beta_{z,\parallel l} z} \cdot \Phi_l(x) \cdot e^{-i\beta_{x,l} x} \quad (\mathbf{RMA}) \quad (23b)$$

für eine marginale Brechzahlmodulation ($\Delta \epsilon \rightarrow 0$) ist das ungebeugte ($m = 0$) Feld jeder Mode phasenangepasst zum einfallenden Feld, $\beta_{x,l} = \beta_{x,\text{einf}}$, und damit:

¹²Aus der SCHRÖDINGER–Gleichung folgt bei der Beschreibung des Elektrons im periodischen Potenzial der Atomkerne ebenfalls die Form einer MATHIEU–DGL, hier wird das FLOQUET–Theorem üblicherweise als BLOCH–Theorem bezeichnet.

$$\begin{aligned}
E_{y,\parallel}(x, z) &= \sum_{l=-\infty}^{\infty} C_l \cdot e^{-i\beta_{z,\parallel}l \cdot z} \sum_{m=-\infty}^{\infty} D_{lm} \cdot e^{-i[\beta_{x,\text{einf}} - mK]x} \\
&= \sum_{m=-\infty}^{\infty} e^{-i[\beta_{x,\text{einf}} - mK]x} \sum_{l=-\infty}^{\infty} C_l D_{lm} \cdot e^{-i\beta_{z,\parallel}l \cdot z} \quad (\text{RCWA}) \quad (23c) \\
&= \sum_{m=-\infty}^{\infty} e^{-i[\beta_{x,\text{einf}} - mK]x} \cdot S_m(z) \quad (23d)
\end{aligned}$$

Betrachtet man Lösungen der Wellengleichung (17) in der Form (23b) so spricht man von einer *modal expansion* oder *rigorous modal analysis (RMA)* des Feldes. Das Feld wird durch eine Summe von Eigenmoden repräsentiert, die jede einzeln die MAXWELL-Gleichungen erfüllen. Interpretiert man Gleichung (23b) als Summe in $+z$ - und $-z$ -Richtung propagierender Eigenmoden, so wird jede Mode (l) von einer unendlichen, aber diskreten Anzahl ebener Wellen (Raumharmonische) gebildet, die sich unter dem Winkel ($m \in \mathbb{Z}$)

$$\theta_{\parallel lm} = \arctan \frac{\beta_{x,lm}}{\beta_{z,\parallel l}}$$

ausbreiten, falls $\beta_{x,lm}$ und $\beta_{z,\parallel l}$ reell sind. Ist $\beta_{x,lm}$ oder $\beta_{z,\parallel l}$ imaginär, nimmt die Amplitude der Welle entsprechend in x - oder in z -Richtung ab.

Betrachtet man Lösungen der Wellengleichung (17) in Form der Gesamtfelddarstellung mit vertauschter Summationsreihenfolge nach (23c) spricht von einer *rigorous coupled wave analysis (RCWA)* des Feldes. Werden die Terme wie in (23d) zusammengefasst, erhält man die *fundamental coupled wave expansion*¹³. Das Feld erscheint als eine Summe **inhomogener ebener Wellen**, die sich in x -Richtung mit $(\beta_{x,\text{einf}} - mK)$ ausbreiten. Die einzelnen Wellen $S_m(z)$ sind miteinander gekoppelt und erfüllen nur als Ganzes die Wellengleichung, sie stellen einzeln keine Moden oder Eigenfunktionen dar.

Eine Diskussion der Lösungen der MATHIEU-DGL ist in „Stabilitätsdiagrammen“ üblich: Nach [Tamir u. a. 1964] zeigt sich, dass in stabilen Lösungsregionen (FLOQUET-Exponent $\beta_{x,l}$ ist rein reell), sogenannten *pass bands* und in instabilen Lösungsregionen ($\beta_{x,l} \in \mathbb{C}$: die Moden haben die Form einer exponentiell gedämpften stehenden Welle in x -Richtung, die sich in z -Richtung ausbreitet), sogenannten *stop bands*, die Lösungen durch **nichtperiodische** Funktionen beschrieben werden. Die intensiv untersuchten periodischen Lösungen der MATHIEU-DGL gelten nur auf den Bandkanten.

¹³In [Gaylord und Moharam 1985] sind weitere Arten der Gruppierung sowie Vor- und Nachteile der sich aus diesen “expansions” ergebenden gekoppelten Wellengleichungen angegeben.

Literatur

- [Astilean u. a. 1998] ASTILEAN, Simion ; LALANNE, Philippe ; CHAVEL, Pierre ; CAMBRIL, Edmond ; LAUNOIS, Huguette: High-efficiency subwavelength diffractive element patterned in a high-refractive-index material for 633 nm. In: *Optics Letters* 23 (1998), Nr. 7, S. 552–554
- [Azzam und Bashara 1999] AZZAM, R. M. A. ; BASHARA, N. M.: *Ellipsometry and polarized light*. Amsterdam : Elsevier Science B. V., 1999
- [Bernhard 1967] BERNHARD, C. G.: Strukturelle und funktionelle Adaption in einem visuellen System. In: *Endeavour* 26 (1967), S. 79–84
- [Bird und Maxfield Parrish 1960] BIRD, George R. ; MAXFIELD PARRISH, Jr.: The wire grid as a near-infrared polarizer. In: *Journal of the Optical Society of America* 50 (1960), Nr. 9, S. 886–891
- [Born und Wolf 1997] BORN, Max ; WOLF, Emil: *Principles of Optics*. 6. Auflage. Cambridge : Cambridge University Press, 1997
- [Bräuer und Bryngdahl 1997] BRÄUER, Ralf ; BRYNGDAHL, Olof: From evanescent waves to specified diffraction orders. In: *Optics Letters* 22 (1997), Nr. 11, S. 754–756
- [Brundrett u. a. 1994] BRUNDRETT, David L. ; GLYTSIS, Elias N. ; GAYLORD, Thomas K.: Homogeneous layer models for high-spatial-frequency dielectric surface-relief gratings: conical diffraction and antireflection designs. In: *Applied Optics* 33 (1994), Nr. 13, S. 2695–2706
- [Coulombe und McNeil 1999] COULOMBE, Stephen A. ; MCNEIL, John R.: Modal characteristics of short-pitch photoresist gratings exhibiting zero-order diffraction anomalies. In: *Journal of the Optical Society of America A* 16 (1999), Nr. 12, S. 2904–2913
- [Dobson 1999] DOBSON, D. C.: Optimal Shape Design of Blazed Diffraction Gratings. In: *Applied Mathematics & Optimization* 40 (1999), Nr. 1, S. 61–78
- [Enger und Case 1983a] ENGER, R. C. ; CASE, S. K.: High-frequency holographic transmission gratings in photoresist. In: *Journal of the Optical Society of America* 73 (1983), Nr. 9, S. 1113–1118
- [Enger und Case 1983b] ENGER, Rolf C. ; CASE, Steven K.: Optical elements with ultrahigh spatial-frequency surface corrugations. In: *Applied Optics* 22 (1983), Nr. 20, S. 3220–3228
- [Erdmann und Hertel 1995] ERDMANN, A. ; HERTEL, P.: Beam-propagation in magneto-optic waveguides. In: *IEEE Journal of Quantum Electronics* 31 (1995), S. 1510–1516
- [Extermann und Wannier 1936] EXTERMANN, R. ; WANNIER, G.: Théorie de la diffraction de la lumière par les Ultrasons. In: *Helv. Phys. Acta* 9 (1936), S. 520–532
- [Flanders 1983] FLANDERS, Dale C.: Submicrometer periodicity gratings as artificial anisotropic dielectrics. In: *Applied Physics Letters* 42 (1983), Nr. 6, S. 492–494
- [Floquet 1883] FLOQUET, M. G.: Équations différentielles linéaires à coefficients périodiques. In: *Annales Scientifiques de l'École Normale Supérieure* 12 (1883), S. 47–88
- [Gaylord u. a. 1986] GAYLORD, Thomas K. ; BAIRD, W. E. ; MOHARAM, M. G.: Zero-reflectivity high spatial-frequency rectangular-groove dielectric surface-relief gratings. In: *Applied Optics* 25 (1986), Nr. 24, S. 4562–4567

- [Gaylord und Moharam 1985] GAYLORD, Thomas K. ; MOHARAM, M. G.: Analysis and Applications of Optical Diffraction by Gratings. In: *Proceedings of the IEEE* 73 (1985), Nr. 5, S. 894–937
- [Glaser u. a. 1998a] GLASER, T. ; SCHRÖTER, S. ; BARTELT, H.: Beam switching with binary single order diffractive gratings. In: *Optics Letters* 23 (1998), Nr. 24, S. 1933–1935
- [Glaser u. a. 1998b] GLASER, T. ; SCHRÖTER, S. ; PÖHLMANN, R. ; BARTELT, H. ; FUCHS, H.-J.: High-efficiency binary phase-transmission-grating using e-beam lithography. In: *Journal of Modern Optics* 45 (1998), Nr. 7, S. 1487–1494
- [Glaser 1996] GLASER, Tilman: *Mikrooptische Elemente zur Ankopplung von Laserdiodenarrays an optische Fasern*, Friedrich Schiller Universität Jena & Institut für Physikalische Hochtechnologie e. V., Diplomarbeit, 1996
- [Glaser u. a. 2000] GLASER, Tilman ; SCHRÖTER, Siegmund ; BARTELT, Hartmut ; FUCHS, Hans-Jörg ; KLEY, Ernst-Bernhard: Experimental realization of a diffractive optical isolator. In: *SPIE 4179*. Santa Clara, California, 2000, S. 158–167
- [Glaser 1997] GLASER, Wolfgang: *Photonik für Ingenieure*. 1. Auflage. Berlin : VEB Verlag Technik Berlin, 1997
- [Glytsis und Gaylord 1992] GLYTSIS, E. N. ; GAYLORD, Thomas K.: High-spatial-frequency binary and multilevel staircase gratings: polarization-selective mirrors and broadband antireflection surfaces. In: *Applied Optics* 31 (1992), Nr. 22, S. 4459–4470
- [Glytsis und Gaylord 1988] GLYTSIS, Elias N. ; GAYLORD, Thomas K.: Antireflection surface structure: dielectric layer(s) over a high spatial-frequency surface-relief grating on a lossy substrate. In: *Applied Optics* 27 (1988), Nr. 20, S. 4288–4303
- [Glytsis u. a. 1998] GLYTSIS, Elias N. ; HARRIGAN, Michael E. ; HIRAYAMA, Koichi ; GAYLORD, Thomas K.: Collimating cylindrical diffractive lenses: rigorous electromagnetic analysis and scalar approximation. In: *Applied Optics* 37 (1998), Nr. 1, S. 34–43
- [Goodman 1988] GOODMAN, Joseph W.: *Introduction to Fourier optics*. New York : McGraw-Hill Publishing Company, 1988
- [Grann u. a. 1995] GRANN, Eric B. ; MOHARAM, M. G. ; POMMET, Drew A.: Optimal design for antireflective tapered two-dimensional subwavelength grating structures. In: *Journal of the Optical Society of America A* 12 (1995), Nr. 2, S. 333–339
- [Grau und Freude 1991] GRAU, Gerhard ; FREUDE, Wolfgang: *Optische Nachrichtentechnik*. 3. Auflage. Berlin : Springer-Verlag, 1991
- [Haggans u. a. 1993a] HAGGANS, Charles W. ; LI, Lifeng ; FUJITA, Teruo ; KOSTUK, Raymond K.: Lamellar gratings as polarization components for specularly reflected beams. In: *Journal of Modern Optics* 40 (1993), Nr. 4, S. 675–686
- [Haggans u. a. 1993b] HAGGANS, Charles W. ; LI, Lifeng ; KOSTUK, Raymond K.: Effective-medium theory of zeroth-order lamellar gratings in conical mountings. In: *Journal of the Optical Society of America A* 10 (1993), Nr. 10, S. 2217–2225

- [Haidner 1994] HAIDNER, Helmut: *Theorie der Subwellenlängenstrukturen für diffraktive optische Elemente*, Universität Erlangen–Nürnberg, Dissertation, 1994
- [Hecht 1989] HECHT, Eugene: *Optik*. Bonn : Addison–Wesley Publishing Company, 1989
- [Hollkott u. a. 1995] HOLLKOTT, J. ; BARTH, R. ; AUGÉ, J. ; SPANGENBERG, B. ; ROSKOS, H. G. ; KURZ, H.: Improved dry-etching process with amorphous carbon masks for fabrication of high- T_c submicron structures. In: *Inst. Phys. Conf.* 148 (1995), S. 831–834
- [Jull u. a. 1977] JULL, E. V. ; HEATH, J. W. ; EBBESON, G. R.: Gratings that diffract all incident energy. In: *Journal of the Optical Society of America A* 67 (1977), Nr. 4, S. 557–560
- [Kley u. a. 1999] KLEY, E.-Bernhard ; FUCHS, H.-Joerg ; ZOELLNER, Karsten: A fabrication technique for high aspect ratio gratings. In: LEE, Sing H. (Hrsg.): *SPIE 3879*. Santa Clara, California, 1999, S. 71–78
- [Kock 1948] KOCK, Winston E.: Metallic Delay Lenses. In: *The Bell System Technical Journal* 27 (1948), S. 58–82
- [Kogelnik 1969] KOGELNIK, Herwig: Coupled Wave Theory for Thick Hologram Gratings. In: *The Bell System Technical Journal* 48 (1969), Nr. 9, S. 2909–2947
- [Kuwahara 1980] KUWAHARA, H.: Optical isolator for semiconductor lasers. In: *Applied Optics* 19 (1980), Nr. 2, S. 319–323
- [Lalanne 1999] LALANNE, Philippe: Waveguiding in blazed-binary diffractive elements. In: *Journal of the Optical Society of America A* 16 (1999), Nr. 10, S. 2517–2520
- [Lalanne u. a. 1998] LALANNE, Philippe ; ASTILEAN, Simion ; CHAVEL, Pierre ; CAMBRIL, Edmond ; LAUNOIS, Huguette: Blazed binary subwavelength gratings with efficiencies larger than those of conventional échelette gratings. In: *Optics Letters* 23 (1998), Nr. 14, S. 1081–1083
- [Lalanne u. a. 1999] LALANNE, Philippe ; ASTILEAN, Simion ; CHAVEL, Pierre ; CAMBRIL, Edmond ; LAUNOIS, Huguette: Design and fabrication of blazed binary diffractive elements with sampling periods smaller than the structural cutoff. In: *Journal of the Optical Society of America A* 16 (1999), Nr. 5, S. 1143–1156
- [Lalanne und Lemercier-Lalanne 1997] LALANNE, Philippe ; LEMERCIER-LALANNE, Dominique: Depth dependence of the effective properties of subwavelength gratings. In: *Journal of the Optical Society of America A* 14 (1997), Nr. 2, S. 450–458
- [Land 1951] LAND, Edwin H.: Some aspects of the development of sheet polarizers. In: *Journal of the Optical Society of America* 41 (1951), Nr. 12, S. 957–963
- [Li 1999] LI, Lifeng: Recent advances and present limitations of the electromagnetic theory of gratings. In: *EOS Topical Meeting on Diffractive Optics*. Jena, Germany, 1999, S. 10–11
- [Madou 1997] MADOU, Marc: *Fundamentals of Microfabrication*. Boca Raton : CRC Press, 1997
- [Maystre 1992] MAYSTRE, Daniel (Hrsg.): *SPIE Milestone Series*. Bd. MS 83: *Selected Papers on diffraction gratings*. Washington : SPIE Optical Engineering Press, 1992

- [Moharam u. a. 1979a] MOHARAM, M. G. ; GAYLORD, T. K. ; MAGNUSSON, R.: Criteria for Bragg regime diffraction by phase gratings. In: *Optics Communications* 32 (1979), Nr. 1, S. 14–18
- [Moharam u. a. 1979b] MOHARAM, M. G. ; GAYLORD, T. K. ; MAGNUSSON, R.: Criteria for Raman–Nath regime diffraction by phase gratings. In: *Optics Communications* 32 (1979), Nr. 1, S. 19–23
- [Moharam und Gaylord 1982] MOHARAM, M. G. ; GAYLORD, Thomas K.: Diffraction analysis of dielectric surface–relief gratings. In: *Journal of the Optical Society of America* 72 (1982), Nr. 10, S. 1385–1392. – erratum **73**, 411 (1983)
- [Moharam und Gaylord 1986] MOHARAM, M. G. ; GAYLORD, Thomas K.: Rigorous coupled–wave analysis of metallic surface–relief gratings. In: *Journal of the Optical Society of America A* 3 (1986), Nr. 11, S. 1780–1787
- [Noponen und Turunen 1994] NOPONEN, Eero ; TURUNEN, Jari: Binary high–frequency–carrier diffractive optical elements: electromagnetic theory. In: *Journal of the Optical Society of America A* 11 (1994), Nr. 3, S. 1097–1109
- [Ono u. a. 1987] ONO, Yuzo ; KIMURA, Yasuo ; OHTA, Yoshinori ; NISHIDA, Nobuo: Antireflection effect in ultrahigh spatial–frequency holographic relief gratings. In: *Applied Optics* 26 (1987), Nr. 6, S. 1142–1146
- [Petit 1980] PETIT, Roger: *Electromagnetic theory of gratings*. Berlin Heidelberg New York : Springer–Verlag, 1980
- [Pommet u. a. 1994] POMMET, Drew A. ; MOHARAM, M. G. ; GRANN, Eric B.: Limits of scalar diffraction theory for diffractive phase elements. In: *Journal of the Optical Society of America A* 11 (1994), Nr. 6, S. 1827–1834
- [Raman und Nath 1935] RAMAN, C. V. ; NATH, N. S. N.: The diffraction of light by high frequency sound waves: Part I. In: *Proceedings of the Indian Academy of Science (A)* 2 (1935), S. 406–412
- [Rayleigh 1887] RAYLEIGH: On the maintenance of vibrations by forces of double frequency, and on the propagation of waves through a medium endowed with a periodic structure. In: *Philosophical Magazine and Journal of Science* 24 (1887), Nr. 147, S. 145–159
- [Rayleigh 1907] RAYLEIGH, Lord: Note on the remarkable Case of Diffraction Spectra described by Prof. WOOD. In: *Philosophical Magazine* 14 (1907), Nr. 79, S. 60–65
- [Rytov 1956] RYTOV, S. M.: Electromagnetic Properties of a Finely Stratified Medium. In: *Soviet Physics JETP* 2 (1956), Nr. 3, S. 466–475
- [Saleh und Teich 1991] SALEH, Bahaa E. A. ; TEICH, Malvin C.: *Fundamentals of Photonics*. New York : John Wiley & Sons, Inc., 1991
- [Schablitsky u. a. 1996] SCHABLITSKY, Steven J. ; ZHUANG, Lei ; SHI, Rick C. ; CHOU, Stephen Y.: Controlling polarization of vertical–cavity surface–emitting lasers using amorphous silicon subwavelength transmission gratings. In: *Applied Physics Letters* 69 (1996), Nr. 1, S. 7–9
- [Schnabel u. a. 1999] SCHNABEL, B. ; KLEY, E.-B. ; WYROWSKI, F.: Polarizing Visible Light by Subwavelength–Period Metal–Stripe Gratings. In: *Optical Engineering* 38 (1999), Nr. 2, S. 220–226

- [Schnabel 2000] SCHNABEL, Bernd: *Theorie und Fabrikation von Subwellenlängenstrukturen am Beispiel polarisierender Metallstreifengitter*. Jena, Friedrich-Schiller-Universität Jena, Dissertation, 2000
- [Sentenac und Maystre 1998] SENTENAC, Anne ; MAYSTRE, Daniel: Symmetry of the field transmitted by metallic grids. In: *Journal of Modern Optics* 45 (1998), Nr. 4, S. 785–797
- [Smakula 1935] SMAKULA, Alexander: *Verfahren zur Erhöhung der Lichtdurchlässigkeit optischer Teile durch Erniedrigung des Brechungsindex an den Grenzflächen dieser optischen Teile*. 1935. – Patent No DE 685767
- [Southwell 1991] SOUTHWELL, William H.: Pyramid–array surface–relief structures producing antireflection index matching on optical surfaces. In: *Journal of the Optical Society of America A* 8 (1991), Nr. 3, S. 549–553
- [Stork u. a. 1991] STORK, W. ; STREIBL, N. ; HAIDNER, H. ; KIPFER, P.: Artificial distributed–index media fabricated by zero–order gratings. In: *Optics Letters* 16 (1991), Nr. 24, S. 1921–1923
- [Swanson 1991] SWANSON, G. J.: Binary Optics Technology: Theoretical Limits on the Diffraction Efficiency of multilevel Diffractive Optical Elements / Massachusetts Institute of Technology, Lincoln Laboratory Technical Report 914. 1991. – Forschungsbericht
- [Tamir u. a. 1964] TAMIR, T. ; WANG, H. C. ; OLINER, A. A.: Wave propagation in sinusoidally stratified dielectric media. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* MTT-12 (1964), S. 323–335
- [Taylor 1904] TAYLOR, Harold D.: *A Method of Increasing the Brillancy of the Images Formed by Lenses*. 1904. – Patent No GB 29.561
- [Völkel 1994] VÖLKEL, Reinhard: *Optische Verbindungssysteme mit planaren Lichtführungsplatten und holographisch optischen Elementen*, Universität Erlangen-Nürnberg, Dissertation, 1994
- [Wilson und Hutley 1982] WILSON, S. J. ; HUTLEY, M. C.: The optical properties of moth eye antireflection surfaces. In: *Optica Acta* 29 (1982), Nr. 7, S. 993–1009
- [Wood 1902] WOOD, R. W.: On a remarkable case of uneven distribution of light in a diffraction grating spectrum. In: *Philosophical Magazine* 4 (1902), S. 396–402
- [Yamamoto und Makimoto 1974] YAMAMOTO, Ssdahiko ; MAKIMOTO, Toshio: Circuit theory for a class of anisotropic and gyrotropic thin-film optical waveguides and design of nonreciprocal devices for integrated optics. In: *Journal of Applied Physics* 45 (1974), S. 882–888
- [Zanke u. a. 1998] ZANKE, Ch. ; GOMBERT, A. ; ERDMANN, A. ; WEISS, M.: Fine-tuned profile simulation of holographically exposed photoresist gratings. In: *Optics Communications* 154 (1998), S. 109–118
- [Zhang und Tamir 1989] ZHANG, Shuzhang ; TAMIR, Theodor: Spatial modifications of Gaussian beams diffracted by reflection gratings. In: *Journal of the Optical Society of America A* 6 (1989), Nr. 9, S. 1368–1381

Index

- ξ , Raumkoordinate, 71
 Λ , Gitterperiode, 12
 Λ_{\max} , größte SOG-Gitterperiode, 38
 Λ_{\min} , kleinste SOG-Gitterperiode, 37
 Λ_x , Gitterperiode in x -Richtung, 12
 Λ_y , Gitterperiode in y -Richtung, 12
 Λ_{ZOG} , maximale ZOG-Gitterperiode, 17
 Φ , Azimutalwinkel, 13
 Φ_{einf} , azimutaler Einfallswinkel, 16
 $\Phi_{j m}$, 17
 Φ_{SB} , Drehwinkel des SOLEIL/BABINET, 64
 Φ , mit Λ periodische Funktion, 85
 α , Achsenneigung der Polarisationsellipse, 10
 α_{in} , Achsenneigung einfallenden Lichtes, 65
 β , Ausbreitungsvektor, 9
 β' , Phasenvektor, 9
 β'' , Amplitudenvektor, 9
 β_{einf} , 16
 $\beta_{j m}$, 17
 β , Betrag des Ausbreitungsvektors, 9
 β' , Betrag des Phasenvektors, 9
 β'' , Betrag des Amplitudenvektors, 9
 β_x , x -Komponente von β , 13
 $\beta_{x, 1R}$, 17
 $\beta_{x, 1T}$, 17
 $\beta_{x, \text{einf}}$, 16
 $\beta_{x, l}$, FLOQUET-Exponent, 24
 $\beta_{x, lm}$, 85
 $\beta_{x, m}$, 13
 β_y , y -Komponente von β , 16
 β_z , z -Komponente von β , 13
 $\beta_{z, \text{einf}}$, 16
 $\beta_{z, j m}$, 17
 $\beta_{z, 1m}$, 24
 $\beta_{z, \text{II} l}$, 84
 $\beta_{z, \text{III} m}$, 24
 β° , Elliptizität, 10
 β_{in}° , Elliptizität einfallenden Lichtes, 65
 γ , *grating strength*, 20
 δ_{einf} , Abtastabstand, 71
 ϵ , Dielektrizitätskonstante, 7
 ϵ' , Realteil von ϵ , 8
 ϵ'' , Imaginärteil von ϵ , 8
 ϵ_I , 51
 ϵ_{III} , 51
 $\Delta\epsilon$, maximale ϵ -Differenz bei sinusförmiger Brechzahlmodulation, 85
 ϵ_{TE} , ϵ für TE-polarisiertes Licht, 52
 $\epsilon_{\text{TE}(0)}$, ... nach 0-EMT, 52
 $\epsilon_{\text{TE}(2)}$, ... nach 2-EMT, 53
 ϵ_{TM} , ϵ für TM-polarisiertes Licht, 52
 $\epsilon_{\text{TM}(0)}$, ... nach 0-EMT, 52
 $\epsilon_{\text{TM}(2)}$, ... nach 2-EMT, 53
 $\bar{\epsilon}$, mittleres ϵ bei sinusförmiger Brechzahlmodulation, 85
 ζ , Neigungswinkel, 18
 θ , Polarwinkel, 13
 $\Delta\theta$, räumliche Divergenz eines Strahles, 42
 θ_B , BRAGG-Winkel, 14
 θ_{Brewster} , BREWSTER-Winkel, 38
 θ_{einf} , polarer Einfallswinkel, 13
 θ_{I1} , Polarwinkel von 1R, 17
 $\theta_{\text{III}1}$, Polarwinkel von 1T, 17
 $\theta_{\text{III}2}$, Polarwinkel von 2T, 38
 $\theta_{\text{II}lm}$, Ausbreitungswinkel der m -ten Raumharmonischen der l -ten Mode, 86
 $\theta_{j m}$, 17
 θ_{out} , polarer Ausfallswinkel, 72
 $\eta_{\pm 1}^N$, Beugungseffizienz für ein Stufengitter mit N Stufen, 21
 η_m , Beugungseffizienz in m -ter Beugungsordnung, 17
 η_{0T} , Beugungseffizienz in 0T
 $\eta_{0T, \text{TE}}$, 39
 $\eta_{0T, \text{TM}}$, 39
 η_{1T} , Beugungseffizienz in 1T, 20
 $\eta_{1T, \text{TE}}$, 35
 $\eta_{1T, \text{TM}}$, 35
 η_{\max} , maximale Beugungseffizienz, 21
 $\eta_{R m}$, Beugungseffizienz in der m -ten reflek-

- tierten Beugungsordnung, 24
 η_{Tm} , Beugungseffizienz in der m -ten transmittierten Beugungsordnung, 24
 λ , Wellenlänge, 9
 $\Delta\lambda$, Linienbreite, 42
 μ , magnetische Permeabilität, 7
 μ_0 , magnetische Feldkonstante, 8
 ν , Frequenz, 16
 τ , Raumkoordinate, 71
 τ_0 , RAYLEIGH-Länge, 71
 ϕ , Gaußphase, 71
 ω , Kreisfrequenz, 8
 ω_0 , Resonanz-Kreisfrequenz, 8
 φ , Phase des elektrischen Feldes, 9
 φ' , Realteil von φ , 9
 φ'' , Imaginärteil von φ , 9
 φ_{TE} , Phase von \mathbf{E} in y -Richtung, 11
 φ_{TM} , Phase von \mathbf{E} in TM-Richtung, 11
 $\Delta\varphi$, Phasendifferenz, 11
 φ_{SB} , vom SB eingeführter Phasenshift, 64
 χ , Polarisationswinkel, 11

 a , Ersatzvariable, 85
 A , Amplitude des elektrischen Feldes, 9
 A_l , Amplitudenfaktor der l -ten Mode, 84

 b , Ersatzvariable, 85
 \mathfrak{B} , Vektor der magnetischen Induktion, 52
 B_l , Amplitudenfaktor der l -ten Mode, 84

 C_l , Amplitudenfaktor, 24
 C_l , Amplitudenfaktor der l -ten Mode, 85

 D , Gittertiefe, 12
 D_{opt} , optimale Gittertiefe, 19
 \mathfrak{D} , dielektrischer Verschiebungsvektor, 51
 \bar{D} , mittlere Verschiebung, 52
 D_I , Betrag von \mathfrak{D} im Graben, 52
 D_{III} , Betrag von \mathfrak{D} im Steg, 52
 D , Gittertiefe
 ΔD_{Luft} , Luftspalttiefe, 70
 D_{lm} , Amplitudenfaktor, 24
 D_{lm} , Amplitudenfaktor der l -ten Mode, 85

 \mathbf{E} , elektrischer Feldstärkevektor, 8
 \bar{E} , mittlere Feldstärke, 52
 \mathbf{E}_p , Feldstärkevektor elliptisch polarisierten Lichtes in Hauptachsenrichtung, 10
 E_p , Betrag von \mathbf{E}_p , 10
 \mathbf{E}_s , Feldstärkevektor elliptisch polarisierten Lichtes in Nebenachsenrichtung, 10
 E_s , Betrag von \mathbf{E}_s , 10
 E_{TE} , Betrag von \mathbf{E} in TE-Richtung, 63
 E_{TM} , Betrag von \mathbf{E} in TM-Richtung, 63
 E_y , y -Komponente der Feldstärke, 52
 $E_{y,I}$, 24
 $E_{y,II}$, 24
 $E_{y,III}$, 24
 $E_{y,III}$, 84
 \mathbf{e}_z , Normalenvektor, 13

 f , Füllfaktor
 f_1 , Füllfaktor im Graben, 52
 f_1 , Füllfaktor im Steg, 52
 f , Füllfaktor, 13

 \mathfrak{H} , magnetischer Feldstärkevektor, 10
 \hbar , PLANCKSches Wirkungsquantum, 16
 H_y , y -Komponente der magnetischen Feldstärke, 84

 \mathfrak{J} , JONES-Vektor, 64
 \mathfrak{J}_α , JONES-Vektor im ps -Koordinatensystem, 64

 j , Index zur Gitterschichtnumerierung, 12
 J_m , BESSEL-Funktion 1. Art m -ter Ordnung, 21
 J_1 , BESSEL-Funktion 1. Art 1. Ordnung, 21

 \mathfrak{K} , Gittervektor, 12
 K , Betrag des Gittervektors, 12
 k_0 , Wellenzahl des freien Raumes, 9
 k_{einf} , 16
 k_l , 16
 k_j , 17

 L , Kantenlänge eines Gitters, 42
 l , Index, 24

 m , Index, 13

- N , Stufengitter-Anzahl, 21
 n , komplexe Brechzahl, 9
 n' , Realteil von n , 9
 n'' , Imaginärteil von n , 9
 \bar{n}_{TE} , effektive Brechzahl für TE-polarisiertes Licht, 53
 \bar{n}_{TM} , effektive Brechzahl für TM-polarisiertes Licht, 53
 $\Delta\bar{n}$, Differenz effektiver Brechzahlen, 53
 $\Delta n_{\text{binär}}$, Brechzahldifferenz zwischen Steg und Graben binärer Gitter, 19
 Δn , maximale Brechzahldifferenz bei sinusförmiger Brechzahlmodulation, 20
 \bar{n} , mittlere Gitterbrechzahl bei sinusförmiger Brechzahlmodulation, 20
 \bar{n}_{II} , mittlere effektive Gitterbrechzahl, 55
 n_{AIG} , effektive Schichtbrechzahl, 15
 n_{I} , Brechzahl in Schicht I, 16
 n_{II} , mittlere Brechzahl von Schicht II, 31
 $n_{\text{II, Graben}}$, Brechzahl im Graben von Schicht II, 19
 $n_{\text{II, Steg}}$, Brechzahl im Steg von Schicht II, 19
 n_{III} , Brechzahl in Schicht III, 17
 n_j , Brechzahl in j -ter Schicht, 17
 n_{Luft} , Brechzahl von Luft, 29
 $n_{\text{TE}(0)}$, Brechzahl nach 0-EMT, 52
 $n_{\text{TE}(2)}$, Brechzahl nach 2-EMT, 53
 n_{TE} , Brechzahl für TE-polarisiertes Licht, 52
 $n_{\text{TM}(0)}$, Brechzahl nach 0-EMT, 52
 $n_{\text{TM}(2)}$, Brechzahl nach 2-EMT, 53
 n_{TM} , Brechzahl für TM-polarisiertes Licht, 52

 P , Leistung, 78
 P_{\dots} , Leistungen im exp. Aufbau, 78
 P_{aus} , ausfallende Leistung, 77
 P_{ein} , einfallende Leistung, 77
 \mathbf{p}_{einf} , Impuls des einfallenden Photons, 16
 $\mathbf{p}_{\text{Gitter}}$, Impuls des Gitters, 16
 \mathbf{p}_m , Impuls der m -ten Gitterharmonischen, 16

 Q' , Faktor, 21

 R , Krümmungsradius, 71
 \mathfrak{R} , Rotationsmatrix, 65
 \Re , Realteil einer Größe, 24
 R_m , normierter komplexer Amplitudenfaktor für Wellen in Reflexion, 24
 \mathbf{r} , Ortsvektor, 8

 \mathfrak{S} , POYNTING-Vektor, 11
 S_m , m -te 'gekoppelte Welle', 86

 $\mathfrak{I}_{\text{SB}}^0$, JONES-Matrix des SOLEIL/BABINET für $\Phi_{\text{SB}} = 0^\circ$, 65
 $\mathfrak{I}_{\text{SB}}^{\Phi_{\text{SB}}}$, JONES-Matrix des SOLEIL/BABINET für $\Phi_{\text{SB}} \neq 0^\circ$, 65

 t , Zeit, 9
 t_{I} , Grabenbreite, 51
 t_{III} , Stegbreite, 51
 T_m , normierter komplexer Amplitudenfaktor für Wellen in Transmission, 24

 U , Ortsfrequenz, 71
 u , skalare Feldgröße, 71
 u_z , Größe von u an Stelle z , 71
 u_0 , Größe von u an Stelle $z = 0$, 71

 v_{gr} , Gruppengeschwindigkeit, 10
 v_{ph} , Phasengeschwindigkeit, 10

 w , Strahlradius, 71
 w_0 , Taille eines Gaußstrahles, 42

 x , Raumrichtung $\parallel \mathfrak{R}$, 10
 X_l , nur von x abhängige Feldstärke der l -ten Mode, 84

 y , Raumrichtung $\perp \mathfrak{R}$, 10

 Z , Impedanz, 11
 Z_0 , Impedanz des freien Raumes, 11
 z , Raumrichtung entlang der Gitternormalen, 10
 Z_l , nur von z abhängige Feldstärke der l -ten Mode, 84

Danksagung

Mein Dank gilt Herrn Prof. BARTELT, der es mir durch die Vergabe des Themas und die Betreuung der Dissertation ermöglichte, mich intensiv in das interessante Gebiet des Designs und der Anwendung hochfrequenter Beugungsgitter einzuarbeiten.

Ebenso möchte ich Herrn Dr. SCHRÖTER danken, der mir nicht nur als kompetenter Diskussionspartner theoretischer und experimenteller Fragestellungen jederzeit zur Verfügung stand, sondern es gleichfalls verstand, durch eine angenehme Arbeitsatmosphäre dauerhaft höchste Motivation zu erhalten.

Die technologische Realisierung der in der Arbeit untersuchten Gitterstrukturen war nur durch eine fruchtbare Zusammenarbeit mehrerer Arbeitsgruppen möglich. Insbesondere möchte ich hier Herrn PÖHLMANN danken, der nicht nur die gewünschten Strukturen am Elektronenstrahl-lithographen schrieb, sondern sich mit viel persönlichem Einsatz auch um die weitere Bearbeitung der Proben kümmerte. Für die Belackung sei Frau GRÄF vom Institut für Angewandte Physik (IAP) gedankt. Für die besonders zeitaufwendigen unzähligen Ätztests gilt mein Dank in gleicher Weise Herrn Dr. FUCHS vom IAP sowie Herrn Dr. MORGENROTH und Frau CANDERRA vom IPHT.

Frau GÖBEL möchte ich für ihre hilfsbereite und effiziente Unterstützung bei der Beschaffung auch älterer Literatur danken.

Nicht zuletzt möchte ich meiner Familie danken, die mir voller Verständnis jederzeit den Rücken stärkte.

Ehrenwörtliche Erklärung

Ich erkläre hiermit ehrenwörtlich, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig, ohne unzulässige Hilfe Dritter und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel und Literatur angefertigt habe. Die aus anderen Quellen direkt oder indirekt übernommenen Daten und Konzepte sind unter Angabe der Quelle gekennzeichnet.

Weitere Personen waren an der inhaltlich-materiellen Erstellung der vorliegenden Arbeit nicht beteiligt. Insbesondere habe ich hierfür nicht die entgeltliche Hilfe von Vermittlungs- bzw. Beratungsdiensten (Promotionsberater oder andere Personen) in Anspruch genommen. Niemand hat von mir unmittelbar oder mittelbar geldwerte Leistungen für Arbeiten erhalten, die im Zusammenhang mit dem Inhalt der vorgelegten Dissertation stehen.

Die Arbeit wurde bisher weder im In- noch im Ausland in gleicher oder ähnlicher Form einer anderen Prüfungsbehörde vorgelegt.

Die geltende Promotionsordnung der Physikalisch-Astronomischen Fakultät ist mir bekannt.

Ich versichere ehrenwörtlich, dass ich nach bestem Wissen die reine Wahrheit gesagt und nichts verschwiegen habe.

Jena, 8. Dezember 2000

LEBENS LAUF



Name: Tilman GLASER
Anschrift: Neugasse 21
07743 Jena
Geburtsdatum: 1. April 1968
Familienstand: verheiratet, drei Kinder

Schul Ausbildung

1974 - 1982 Polytechnische Oberschule „Friedrich Schiller“ in Dresden
(Grundschule)
1982 - 1986 Erweiterte Oberschule „Martin Andersen Nexö“ in Dresden
(Gymnasium)
Abschluß: Abitur

Studium

1988 - 1989 Informationstechnik an der TH Ilmenau
1989 - 1996 Physik an der FSU Jena
1996 - 2000 Promotionsstudium am IPHT Jena

Studienbegleitender Auslandsaufenthalt

1993 - 1994 5. Studienjahr der Physik am INSA (Institut National des Sciences Appliquées) in Toulouse, Frankreich

Praktika

Oktober - Dezember 1994	FRAUNHOFER-INSTITUT IOF – Jena Theoretische Simulationen verschiedener optischer Designs mit Hilfe kommerzieller Software
Mai - September 1994	SIEMENS AUTOMATIVE SA – Toulouse DEA-Praktikum: Untersuchungen zum Einfluß der Geometrie verschiedener Sensorkomponenten auf das Linearitätsverhalten von Klopfensoren für die Automobilindustrie
April - Juni 1993	FRAUNHOFER-INSTITUT IOF – Jena Forschungsbeleg: Numerische (C++) und analytische Simulation der Ausbreitung von Licht innerhalb einer Struktur aus Glasschichten unterschiedlicher Brechzahl
Juli - August 1992	DAIMLER-BENZ AG – Stuttgart Bereich „Physikalisch-chemische Grundlagen“: rechnergestützte Signalverarbeitung für Verbrennungsmotoren
Juli - August 1991	MERCEDES-BENZ AG – Stuttgart Bereich „Entwicklung PKW – Motoren Versuch“: Aufbau eines rechnergestützten Luftschallmessplatzes für Verbrennungsmotoren
Sommer 1986, 1988	ZENTRALINSTITUT FÜR KERNFORSCHUNG ROSSENDORF – Dresden Hilfslaborant

Sprachkenntnisse

Französisch	fließend in Wort und Schrift
Englisch	fließend in Wort und Schrift
Russisch	9 Jahre Unterricht

EDV-Kenntnisse

Assembler, C++, POSTSCRIPT, Pascal, Basic
UNIX, DOS